

TRABAJO DE GRADO
Turbulencia homogénea e isotrópica

REALIZADO POR
Laura Isabel Velásquez García
Para la obtención del grado de Máster en Ingeniería

ASESOR
Juan Camilo Isaza Betancourt



Universidad EAFIT
Facultad de Ingeniería
Medellín
2016

*When I meet God, I am going to ask him two questions: Why relativity?
And why turbulence? I really believe he will have an answer for the first.*

Werner Heisenberg

AGRADECIMIENTOS

Quiero manifestar mi profundo agradecimiento a mis padres y a mi novio por su apoyo constante y su cariño.

Al director de la presente tesis de maestría, el profesor Juan Camilo Isaza. No sólo le debo la oportunidad brindada en el momento de empezar el camino de mi maestría, sino también los ánimos y palabras de aliento que hicieron que finalmente me embarcara en esta aventura. Sin su ayuda, enorme paciencia y constante interés no habría sido posible la elaboración de esta tesis.

A su vez, quiero agradecer la acogida ofrecida por todo el equipo del laboratorio de mecánica de fluidos de la universidad EAFIT, gracias por su compañía durante estos años.

Al profesor Zellman Warhaft, de la facultad de ingeniería mecánica y aeroespacial de la universidad de Cornell, la oportunidad de trabajar unos meses durante el 2015 en su laboratorio.

A todos mis profesores, amigos y compañeros que compartieron conmigo a lo largo de mis estudios.

Y a la Universidad EAFIT por el apoyo económico que me otorgó para poder realizar mis estudios de maestría.

RESUMEN

Usando una malla activa basada en los diseños de Makita (Makita y Sassa (1991)) y una malla pasiva (Isaza et al. (2014)) fue caracterizado un flujo turbulento homogéneo e isotrópico con cero de velocidad media, por sus funciones de estructura, su espectro de energía, sus funciones de densidad de probabilidad y sus estadísticas condicionadas, en función del número de Reynolds definido por Taylor ($R_\lambda = \sqrt{\langle u^2 \rangle} \lambda / \nu$, donde $\langle u^2 \rangle$ es la varianza de la fluctuación de la velocidad longitudinal, ν la viscosidad cinemática y λ la microescala de Taylor). La turbulencia fue generada en un túnel de viento horizontal, de succión y de circuito abierto de $91 \times 91 \text{ cm}^2$ de sección transversal y 9,1 m de longitud. La malla pasiva consistió en un arreglo de barras cuadradas con una separación entre las barras que conforman la malla de 10,16 cm, mientras que la malla activa consistió en un arreglo de barras redondas con alas rectangulares que rotaban de forma aleatoria con una separación entre barras de 12,1 cm. El valor medio de la velocidad del aire en el túnel varió entre 3 y 12 m/s dando una variación para R_λ entre 100 y 1200.

El campo de velocidades fue medido con anemometría de hilos calientes con sensores TSI 1241 y TSI 1210 fabricados con una aleación de platino y rodio (al 10 %) de $2,54 \mu\text{m}$ de diámetro y una relación de diámetro-longitud de aproximadamente 200 operados con una relación de sobrecalentamiento de 1,6, en conjunto con anemómetros de temperatura constante Dantec 55M01. Todas las señales fueron filtradas para eliminar los ruidos de alta y baja frecuencia y digitalizadas con un convertidor A/D (análogo a digital) de 16 bits.

Los resultados del estudio indicaron que la energía cinética turbulenta decae siguiendo una ley de potencias; los coeficientes de esta ley, determinados por diversos métodos, fueron dependientes de las condiciones iniciales. El exponente n de la ley de potencia definió dos regiones de decaimiento, el campo cercano y el campo lejano. Se encontró que en el campo cercano la pendiente fue mayor que para el campo lejano lo que indica un mayor decaimiento de energía para la primera región; además, la región del campo cercano se extendió desde $x/M \sim 4$ hasta $x/M \sim 12$, donde x es la distancia desde la ubicación de la malla hasta la posición de medición. Para la malla activa no fueron medidas posiciones en el campo cercano. Otras estadísticas, como la derivada de la velocidad y la relación de anisotropía, indican que la extensión del período inicial dependió de R_λ , cuanto mayor fue el número de Reynolds, mayor fue la extensión del período inicial, extendiéndose hasta $x/M \sim 19$ para las mayores velocidades.

Del análisis de las funciones de densidad de probabilidad (PDF) de la velocidad se encontró que dichas funciones para el campo de velocidades generado por la malla pasiva son cercanas al comportamiento de las funciones de distribución normales o Gaussianas, con valores de asimetría y curtosis cercanos a cero y tres, respectivamente. Los PDF del campo de velocidades para la malla activa adquirieron valores de asimetría y curtosis ligeramente mayores de los esperados, por lo que su comportamiento se aleja del comportamiento Gaussiano, atribuido también al aumento de R_λ .

De las funciones de estructura se encontró que para números de Reynolds elevados hay aproximadamente tres décadas de números de onda en el rango inercial; además fue posible calcular los exponentes de escala longitudinales y transversales que sirvieron para determinar la intermitencia de la turbulencia, que se manifiesta en la diferencia de los valores de dichos exponentes con la predicción de Kolmogorov (K41). Los resultados mostraron que la intermitencia se manifiesta en los momentos mayores al orden 3 y son dependientes de R_λ ; cuanto mayor fue R_λ mayor fue entonces el grado de intermitencia encontrado.

La pendiente del espectro, n_1 , y la constante C del espectro de energía también dependieron del número de Reynolds; pues sólo se alcanzaron los valores esperados de $-5/3$ para R_λ mayores de 600; C se vuelve constante para $R_\lambda > 350$ pero con un valor de $\sim 0,7$. Del análisis de los PDF de la diferencia de velocidades $\Delta u(r_i)$ y $\Delta v(r_i)$ donde r_i es una distancia dentro del rango inercial, la disipación condicionada, y otras estadísticas mostraron que hay una diferencia cualitativa entre la turbulencia para la malla pasiva y la malla activa, debido principalmente a los altos números de Reynolds alcanzados con la malla activa, marcando entonces una fuerte dependencia de las estadísticas condicionadas para la diferencia de velocidades de R_λ .

Palabras claves: *turbulencia isotrópica, turbulencia homogénea, túnel de viento, hilos calientes, decaimiento de la energía turbulenta, funciones de estructura, intermitencia, espectro de energía, funciones de distribución de probabilidad.*

OBJETIVOS

Objetivo general

Caracterizar un flujo turbulento en función de los perfiles de velocidad e intensidad transversal, la evolución del factor de isotropía, asimetría y curtosis, las distribuciones de probabilidad, el decaimiento de la energía, las funciones de estructura y sus exponentes de escala, el espectro de energía y las estadísticas condicionadas para la diferencia de velocidad.

Objetivos específicos

- Determinar los parámetros estadísticos que comprueban la existencia de un campo de flujo turbulento isotrópico y homogéneo.
- Estimar la energía cinética turbulenta y la tasa de disipación de energía para el cálculo de las escalas turbulentas características del flujo generado.
- Calcular las constantes de la ley de potencia que rige el decaimiento de la energía cinética turbulenta en función del tipo de malla.
- Calcular los exponentes de escala longitudinales y transversales de las funciones de estructura y comparar los resultados obtenidos con la teoría de Kolmogorov (K41) para determinar el grado de intermitencia del flujo generado en función del número de Reynolds.
- Calcular la pendiente y la constante de Kolmogorov del espectro de energía y analizar su dependencia del número del Reynolds.
- Mostrar como la intermitencia evoluciona con el número de Reynolds estudiando las funciones de probabilidad y las estadísticas condicionadas para la diferencia de velocidades.

ÍNDICE GENERAL

AGRADECIMIENTOS	3
RESUMEN	4
OBJETIVOS	6
INTRODUCCIÓN	11
1 Aspectos fundamentales de la turbulencia	16
1.1 Descomposición de Reynolds	17
1.2 Teoría de Kolmogorov	18
1.2.1 El modelo de cascada de energía	19
1.2.2 Espectro de energía	19
1.3 Escalas características de la turbulencia	20
1.3.1 Escala de Kolmogorov	20
1.3.2 Escala de Taylor	20
1.3.3 Escala integral	21
1.4 Estudios experimentales relevantes	21
2 Instalación experimental	23
2.1 Introducción	23
2.2 Túnel de viento	24
2.2.1 Instrumentación del túnel	26
2.3 Generadores del flujo	28
2.3.1 Malla pasiva	28
2.3.2 Malla activa	29
2.4 Anemometría de hilos calientes	31
2.4.1 Principio de funcionamiento	31
2.4.2 Anemómetros de temperatura constante	31
2.4.3 Hilos calientes	34
2.4.3.1 Fabricación	35
2.4.3.2 Calibración	40
2.5 Adquisición de los datos experimentales	47
3 Características del flujo	48
3.1 Homogeneidad e isotropía del flujo	48
3.2 Decaimiento de la energía	54
3.2.1 Regresión lineal	60
3.2.2 Exponente local	61
3.2.3 Rango máximo de decaimiento	62
3.3 Funciones de estructura	64
3.4 Espectro de energía	78
3.4.1 Rango inercial	78
3.5 Estadísticas condicionadas	82

CONCLUSIONES	87
REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS	89

ÍNDICE DE FIGURAS

0.1	Esbozo de un chorro de agua libre que sale de un agujero cuadrado en una piscina	13
1.1	Descomposición de Reynolds para la velocidad.	17
1.2	Espectro de energía en escala logarítmica en función de la escala.	20
2.1	Esquema del Túnel de viento	24
2.2	Túnel de viento visto desde el exterior.	25
2.3	Túnel de viento visto desde el interior.	25
2.4	Ventilador visto desde el interior y exterior del túnel.	26
2.5	Panel de lectura del sistema Pitot estático.	27
2.6	Sistema de posicionamiento en tres dimensiones y su respectivo sistema de control.	27
2.7	Plano detallado malla pasiva con medidas características.	28
2.8	Malla pasiva.	29
2.9	Malla activa.	29
2.10	Plano detallado agitadores	30
2.11	Plano detallado malla activa con medidas características.	30
2.12	Transferencia de calor entre el sensor de hilo caliente y el flujo	31
2.13	Diagrama de bloque de un anemómetro de temperatura constante	32
2.14	Anemómetros CTA, voltímetro y filtro.	33
2.15	Tarjeta de adquisición de datos National Instruments NI USB-6221	33
2.16	Proceso de medición de la velocidad de un flujo.	34
2.17	Tipos de sensores de uso común.	34
2.18	Esquema del sensor en U con sus medidas características	35
2.19	Esquema del sensor en X con sus medidas características	35
2.20	Foto real de una probeta en U sin hilo.	35
2.21	Ácidos, alcohol y fundente.	36
2.22	a) Soldador y b) portaprobetas.	36
2.23	Microscopio con portaprobetas.	37
2.24	Esquema de la probeta sin y con hemisferios de soldadura	37
2.25	Posición del hilo antes y después de la soldadura.	38
2.26	a) Multímetro y b) soporte.	38
2.27	Soporte para el alambre usado en el ataque químico.	39
2.28	Probeta con hilo antes y después del ataque químico	39
2.29	Foto real de una probeta X con ambos hilos.	40
2.30	Tobera de salida.	41
2.31	Transductor de presión Validyne Modelo CD23.	41
2.32	Vista en detalle de la posición relativa de la probeta con respecto a la salida de la tobera.	42
2.33	Curva de calibración para una probeta en U.	43
2.34	Curva de calibración para probeta en X.	44
2.35	Posición relativa del hilo con respecto a la velocidad U_c	45
2.36	Mecanismo de sujeción para calibración direccional.	46
2.37	Calibración direccional para una probeta X.	47
3.1	Distribución transversal de $\langle U \rangle / U_0$ como función de y/M	49
3.2	Distribución transversal de la intensidad de la turbulencia como función de y/M	50

3.3	Factor de isotropía como función de y/M	52
3.4	Evolución longitudinal del Número de Reynolds.	54
3.5	Evolución longitudinal de $\langle u^2 \rangle / U_0^2$	55
3.6	Evolución longitudinal de $\langle u^2 \rangle / U_0^2$ y $\langle v^2 \rangle / U_0^2$	55
3.7	Evolución longitudinal del factor de isotropía.	56
3.8	Evolución longitudinal de: a) la asimetría para u y b) la curtosis para u	57
3.9	Evolución longitudinal de la asimetría y la curtosis de la derivada de la fluctuación	57
3.10	$PDF(u)$ para malla pasiva y para malla activa	58
3.11	$PDF(\partial u / \partial x)$ para malla pasiva y malla activa	59
3.12	Exponente local en función de x/M	62
3.13	Evolución longitudinal de $\langle u^2 \rangle / U_0^2$	63
3.14	Función de estructura longitudinal compensada de orden 2,4 y 6.	65
3.15	Función de estructura longitudinal compensada de orden 3 y 5.	66
3.16	Asimetría funciones de estructura	67
3.17	Exponentes longitudinales $\zeta_{u(x)}$	69
3.18	Exponentes de escalamiento $\zeta_{u(x)}$	71
3.19	Exponentes de escalamiento $\zeta_{v(x)}$	71
3.20	Exponentes de escalamiento $\zeta_{u(y)}$	72
3.21	Exponentes de escalamiento $\zeta_{u(x)}$ y $\zeta_{v(x)}$ en función R_λ	73
3.22	Exponentes de escalamiento $\zeta_{u(x)}$ y $\zeta_{v(x)}$ en función R_λ	74
3.23	Exponentes de escalamiento $\zeta_{u(y)}$ en función R_λ	75
3.24	Exponentes de escalamiento $\zeta_{u(x)}$ en función R_M	77
3.25	Espectro de energía longitudinal.	78
3.26	Espectro de energía longitudinal normalizado.	79
3.27	Espectro de energía longitudinal compensado.	80
3.28	Pendiente del espectro $E_{11}(\kappa_1)$ como función del número de Reynolds.	81
3.29	Evolución longitudinal de n_1	81
3.30	C^* como función del número de Reynolds.	82
3.32	PDF de $\Delta u(r_a)$	83
3.33	Expectativa de ϵ_{ra}^{11} condicionada en $\Delta u(r_a)$	84
3.34	Expectativa de ϵ_{ra}^{21} condicionada en $\Delta u(r_a)$	84
3.35	La expectativa de $ \Delta u(r_a) $ condicionada en ϵ_{ra}^{21}	85
3.36	La expectativa de $ \Delta u(r_a) $ condicionada en ϵ_{ra}^{11}	86

ÍNDICE DE TABLAS

2.1	Presiones y voltajes para calibración de probeta en U.	42
2.2	Presiones y voltajes para calibración de probeta en X.	43
2.3	Calibración direccional para probeta en X.	46
3.1	Parámetros del flujo	53
3.2	Coefficientes de decaimiento en el campo lejano para experimentos previos	60
3.3	Exponentes y coeficientes de la ley de decaimiento	61
3.4	Exponentes y coeficientes de la ley de decaimiento por cuatro métodos	63
3.5	Exponentes de escalamiento para las funciones de estructura.	70
3.6	Exponentes de escalamiento para la función de estructura transversal.	70
3.7	Exponentes de escalamiento para las funciones de estructura de experimentos previos	70

INTRODUCCIÓN

Cuando un fluido fluye existen diferentes formas de flujo. Si la velocidad del flujo es baja, se dice que el flujo es laminar, pues su movimiento ocurre como si un conjunto de láminas se desplazara a través de capas paralelas entre sí que no se mezclan. Sin embargo, al aumentar la velocidad del fluido llega cierto momento en el que el flujo se vuelve altamente irregular. En estas condiciones se dice que el flujo es turbulento y el movimiento del fluido ya no tiene lugar a través de capas paralelas.

La turbulencia es un término científico usado para describir ciertos movimientos complejos e imprevistos en un fluido, fenómenos que son parte de la vida diaria; hay fenómenos evidentes sin necesidad de instrumentos como las espirales de humo de un cigarrillo y los remolinos de un río; y otros evidentes con ayuda de instrumentos de tecnología avanzados como el flujo sanguíneo en las venas y arterias y perturbaciones meteorológicas en la atmósfera.

La palabra turbulencia (del latín: *turbulentia*) originalmente se refiere al movimiento desordenado de una muchedumbre. En la edad media fue usada frecuentemente como sinónimo de la palabra problemas. Incluso hoy en día, la palabra turbulento puede aludir a un comportamiento social. Su uso científico se refiere al movimiento irregular y aparentemente aleatorio de un fluido.

En 1507, Leonardo Da Vinci fue probablemente el primero en utilizar la palabra turbulencia (en italiano *turbolenza*) en su sentido más moderno y observar la lenta descomposición de los remolinos formados detrás de los pilares de un puente. La figura 0.1 es un dibujo de Da Vinci que esboza el comportamiento de un chorro de agua que sale de un agujero cuadrado en una piscina.

En 1757, Euler describió las ecuaciones de un fluido ideal incompresible (o con cero viscosidad) en dos y tres dimensiones. Casi setenta años después, en 1822, Navier generalizó esta ecuación para incluir la viscosidad. Debido a los trabajos de Stokes en la década de 1840, dichas ecuaciones se conocen como las ecuaciones de Navier-Stokes, ellas constituyen un conjunto de ecuaciones de evolución no lineales para el campo de velocidad de un fluido newtoniano.



Figura 0.1: Esbozo de un chorro de agua libre que sale de un agujero cuadrado en una piscina, elaborado por las manos de Leonardo da Vinci; alrededor del año 1500. Fuente: Maiorino (1992).

Las ecuaciones de Navier-Stokes escritas en su forma diferencial empleando notación indicial son:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \nu \left(\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \right) + F_B \quad (2)$$

donde el término U_i representa la componente de la velocidad en la dirección x_i ($i = 1, 2, 3$); P denota la presión dividida por la densidad del fluido; F_B es una fuerza de cuerpo, también dividida por la densidad del fluido y ν es la viscosidad cinemática.

Debido a que la turbulencia es un fenómeno descrito por variaciones en la velocidad y presión de un fluido, entonces esta puede ser representada matemáticamente mediante las ecuaciones 1 y 2, pero a causa de la no linealidad de las ecuaciones existen dificultades para su solución. Por lo tanto, poco progreso en la comprensión de la turbulencia se puede obtener a través de soluciones analíticas a estas ecuaciones, y como consecuencia, las teorías sobre turbulencia se basan principalmente en las observaciones experimentales.

Reynolds (1883) fue el primero en estudiar sistemáticamente la transición de un flujo laminar a turbulento inyectando tinta en un flujo que se desplazaba a través de tubos de sección circular y de paredes transparentes. Sus observaciones llevaron a la identificación de un único parámetro adimensional, conocido ahora como el número de Reynolds, y denotado como Re ,

$$Re = LU/\nu \quad (3)$$

donde L y U son, respectivamente, una escala y una velocidad característica del flujo; y ν la viscosidad cinemática del fluido.

Su aporte entonces consistió en determinar que la transición de flujo laminar a turbulento ocurre cuando Re toma valores por encima de cierto umbral. Fue también Reynolds quien incorporó los métodos estadísticos para el análisis de flujos, utilizando para ello una descomposición de cualquier variable característica del fluido, como velocidad y presión, en la suma de un valor medio y una fluctuación, y escribió las ecuaciones de Navier-Stokes en términos de las componentes medias, ecuaciones que se conocen como ecuaciones promediadas de Reynolds (RANS, de sus siglas en inglés *Reynolds average Navier-Stokes equations*).

Los términos no lineales de dichas ecuaciones generan esfuerzos adicionales en el flujo inducidos por las fluctuaciones de la velocidad, llamados esfuerzos de Reynolds, que no pueden obtenerse a partir de las ecuaciones promediadas ni de cualquier otra ecuación derivada de las mismas. En ausencia de información para determinar estas estadísticas adicionales, el conjunto de ecuaciones RANS no se puede resolver, porque sólo se cuenta con cuatro ecuaciones independientes y un mayor número de incógnitas. Tal conjunto de ecuaciones -con más incógnitas que ecuaciones- crean el llamado problema de cierre o clausura. Las ecuaciones RANS tendrán solución sólo si es posible determinar el valor de las tensiones de Reynolds.

La primera parte del siglo XX se caracterizó por el desarrollo de modelos de cierre, modelos matemáticos que permitieran encontrar el valor de los esfuerzos de Reynolds, basados en propiedades estadísticas del flujo. Estos primeros modelos estaban basados en el concepto propuesto por Boussinesq (1877) que asume que los esfuerzos de Reynolds son proporcionales a los gradientes de velocidad media. Algunos de estos modelos tienen aplicaciones específicas, mientras que otros pueden ser aplicados en un amplio rango de flujos con un grado razonable de exactitud. Los modelos RANS pueden ser clasificados en modelos de viscosidad de remolinos y en modelos para los esfuerzos de Reynolds.

Los enfoques teóricos más fructíferos para el estudio de la turbulencia se han basado en argumentos de escala, es decir, esencialmente en un análisis dimensional. El enfoque más importante basado en esta idea es la cascada de Richardson. En 1922, Richardson propuso una visión cualitativa que explica la forma en que la energía cinética fluye en un sistema turbulento. Según él, en un flujo turbulento, la energía cinética comienza creando remolinos de gran tamaño y estos remolinos se dividen en remolinos de menor tamaño repartiéndose la energía cinética. Este proceso continúa hasta que toda la energía se convierte en calor, disipándose la energía. Richardson resumió la teoría en el siguiente poema,

*Big whorls have little whorls,
which feed on their velocity;
and little whorls have lesser whorls,
and so on to viscosity
(in the molecular sense).*

Remolinos grandes tienen remolinos más pequeños,
nutridos por su velocidad.
Remolinos pequeños tienen remolinos más pequeños,
así hasta la viscosidad
(en el sentido molecular).

El contenido del verso expresa el proceso que parece sufrir la energía que se le comunica a un fluido para mantenerlo en estado turbulento, el llamado modelo de la cascada de energía.

En la década de 1930 se introdujeron herramientas del análisis tensorial y de la estadística de medios continuos a los métodos matemáticos aplicados a la turbulencia. Taylor (1935) introdujo la representación espectral de la turbulencia y los conceptos simplificados de turbulencia homogénea e isotrópica, y analizó datos experimentales del flujo generado al hacer pasar una corriente de aire a través de una malla de barras cilíndricas e informó que la turbulencia generada es aproximadamente isotrópica lejos de la malla; la turbulencia homogénea es la turbulencia estadísticamente invariante bajo traslaciones y la turbulencia isotrópica es la turbulencia estadísticamente invariante bajo traslaciones, rotaciones y reflexiones.

En 1941, Kolmogorov formalizó y extendió la idea del fenómeno multiescala de Richardson y definió un marco conceptual que se conoce como teoría K41, Kolmogorov (1941). Él supuso que en las escalas pequeñas, pero donde la viscosidad no es importante todavía, la distribución de probabilidad de la velocidad tan sólo dependía del valor medio de la tasa de transferencia de energía entre los remolinos.

Los flujos turbulentos se han estudiado durante más de un siglo y a pesar del progreso que se ha realizado en su comprensión, aún no existe una teoría general satisfactoria para los mismos. Esto es así debido a la enorme dificultad del análisis matemático de las ecuaciones de Navier-Stokes, que hacen muy complicado realizar predicciones cuantitativas sin usar datos empíricos. Por esta razón, el progreso en la medición de flujos turbulentos ha sido fundamental para el desarrollo de la teoría de la turbulencia.

Hasta finales de la década de 1920 sólo se podían medir las propiedades promediadas del flujo, como los perfiles medios de velocidad o las diferencias de presión entre dos puntos. Las necesidades de resolución espacial y temporal hacían imposible la medición de fluctuaciones y las características de la turbulencia se estudiaban visualizando los flujos mediante la inyección de tintas o marcadores pero el tipo de información recolectada era muy limitada. Algunas de las primeras mediciones cuantitativas de fluctuaciones turbulentas de velocidad fueron realizadas mediante anemometría de hilo caliente por Dryden y Kuethe (1931). Los anemómetros de hilo caliente miden la velocidad del flujo a partir del calor perdido por un elemento metálico fino por el que circula una corriente eléctrica. Aunque su origen se remonta a las primeras décadas del siglo XX esta técnica sigue estando muy extendida aún en la actualidad por su buena resolución y su costo relativamente bajo. De hecho, puede decirse que una parte importante del desarrollo de la teoría de la turbulencia se debe a la anemometría de hilo caliente. Sin embargo, su carácter invasivo y la fragilidad de los sensores hace difícil su aplicación para medir cerca de paredes y en fluidos densos como el agua.

El presente trabajo hace uso de la técnica de anemometría de hilo caliente para medir los campos de velocidad para seis condiciones iniciales diferentes, debido a que este instrumento de medición proporciona una respuesta instantánea a las fluctuaciones de velocidad que se presentan en los flujos turbulentos. El anemómetro empleado en esta investigación opera a temperatura constante y se aplica principalmente para medir fluctuaciones de velocidad en flujos donde los cambios de densidad se pueden despreciar y las variaciones de temperatura son pequeñas. El objetivo principal es caracterizar dichos campos de velocidad mediante un análisis estadístico de las fluctuaciones y el análisis del espectro de energía, presentando las herramientas matemáticas y las definiciones necesarias para interpretar los resultados. El enfoque estadístico de este estudio es sólo válido bajo ciertas suposiciones, que serán presentadas a lo largo del desarrollo de la investigación.

La tesis consta de tres capítulos centrales. El primer capítulo presenta los conceptos fundamentales asociados principalmente a la descripción física y matemática del flujo turbulento por medio de sus características fenomenológicas y sus ecuaciones gobernantes, se definen las escalas de la turbulencia y la disipación de la energía, cantidades de fundamental importancia para la caracterización del campo de velocidad; se ilustra la teoría de Kolmogorov K41 y su extensión, y se recopilan las investigaciones más relevantes de flujos turbulentos y sus conclusiones mediante la metodología de medición con anemometría de hilos calientes.

El segundo capítulo describe los instrumentos, softwares y demás dispositivos necesarios para la generación y medición del campo de velocidad, se detalla la metodología de fabricación y calibración de los hilos y se describe la técnica de medición para la adquisición de los datos.

En el tercer capítulo se analizan los datos obtenidos de las mediciones realizadas para diferentes números de Reynolds relativos a las velocidades medias y magnitudes turbulentas; en la primera sección se establece si el flujo generado es homogéneo e isotrópico, dos de las suposiciones necesarias para validar el estudio estadístico del fenómeno turbulento, y se calculan los coeficientes de la ley de decaimiento de la energía usando tres metodologías diferentes, donde es evidente una dependencia de los coeficientes del tipo de malla. En la segunda sección se estudian ampliamente las funciones de estructura para determinar los exponentes de escala longitudinales y transversales, y como varían estos frente al aumento del número de Reynolds y el tipo de malla. La tercera sección está dedicada al estudio de los espectros de energía, se comparan sus comportamientos con las predicciones teóricas hechas por Kolmogorov y se establecen nuevas relaciones entre dichas predicciones y los resultados experimentales obtenidos; en la última sección se analizan las estadísticas condicionadas del campo de velocidad para determinar qué tan intermitente es la turbulencia a pequeñas escalas y cómo evoluciona con el número de Reynolds.

Finalmente se presenta un capítulo de conclusiones que contiene los resultados más relevantes a los cuales se ha llegado a lo largo de esta investigación.

CAPÍTULO 1

ASPECTOS FUNDAMENTALES DE LA TURBULENCIA

Cuando se trata de flujo de fluidos en la naturaleza, la presencia de la turbulencia es normalmente observada; de hecho, los flujos son turbulentos en la mayoría de los casos, flujos externos alrededor de aviones, vehículos, barcos, y flujos internos como ductos, turbomaquinaria y propulsores.

El parámetro fundamental para identificar flujos laminares y turbulentos es el número de Reynolds, R , que es la relación entre las fuerzas inerciales y las fuerzas viscosas. Dimensionalmente,

$$Re = \left| \frac{ma}{F_v} \right| = \frac{mU^2}{L} \frac{1}{\tau L^2} = \frac{\rho L^3 U^2}{L^3 \mu U/L} = \frac{\rho UL}{\mu} = \frac{LU}{\nu} \quad (1.1)$$

donde m es la masa, a la aceleración, F_v la fuerza viscosa, τ el esfuerzo cortante, μ la viscosidad dinámica, ρ la densidad y ν la viscosidad cinemática. El número de Reynolds es un parámetro que acarrea información sobre el comportamiento general del campo de fluido. Cuando Re está por debajo de un valor crítico Re_c , las fuerzas viscosas son lo suficientemente altas para suavizar las inestabilidades en el flujo. Por otra parte, por encima del valor crítico, la inercia del flujo supera en gran medida los efectos disipativos viscosos y crecen exponencialmente las inestabilidades; el flujo rápidamente se convierte en turbulento.

Los flujos turbulentos tienen, Tennekes y Lumley (1972):

- Extrema sensibilidad a las condiciones iniciales y de frontera.
- Irregularidad o aleatoriedad en el espacio y en el tiempo.
- Amplio espectro de escalas espaciales y temporales.
- Naturaleza completamente tridimensional.
- Alta difusión o mezcla comparado con el caso laminar.

La sensibilidad a las condiciones iniciales es la base para entender el comportamiento de los flujos turbulentos; En comparación con un flujo laminar, un flujo turbulento exhibirá una sustancial impredecibilidad y su naturaleza aleatoria se origina desde su alta sensibilidad a las condiciones iniciales y de frontera. Este complejo comportamiento evita la posibilidad de una aproximación analítica cuando se trata de este tipo de flujos.

La observación de un amplio rango de escalas dentro del flujo turbulento es probablemente la más importante consecuencia práctica de los experimentos en turbulencia, como lo manifestó Richardson en su poema que indicó claramente la presencia de varios remolinos, la interacción entre ellos y los efectos de la disipación viscosa. Las escalas del flujo serán consideradas en secciones posteriores; como un argumento introductorio, para el campo de velocidad las grandes escalas en el espacio están relacionadas con la ya antes mencionada longitud de referencia L , que puede llegar a ser del orden de metros, mientras que la escala más pequeña está dada por la escala de Kolmogorov η , del orden de micrómetros.

1.1. Descomposición de Reynolds

Si las componentes de la velocidad según un sistema de referencia cartesiano xyz son U , V y W , respectivamente, se puede hacer uso de la llamada descomposición de Reynolds que permite expresar la velocidad instantánea del flujo como la suma de un valor medio y sus correspondientes fluctuaciones en el tiempo:

$$U = \langle U \rangle + u \quad (1.2)$$

$$V = \langle V \rangle + v \quad (1.3)$$

$$W = \langle W \rangle + w \quad (1.4)$$

Los valores medios se indican con los términos entre paréntesis angulares y las fluctuaciones en el tiempo se representan con letras minúsculas.

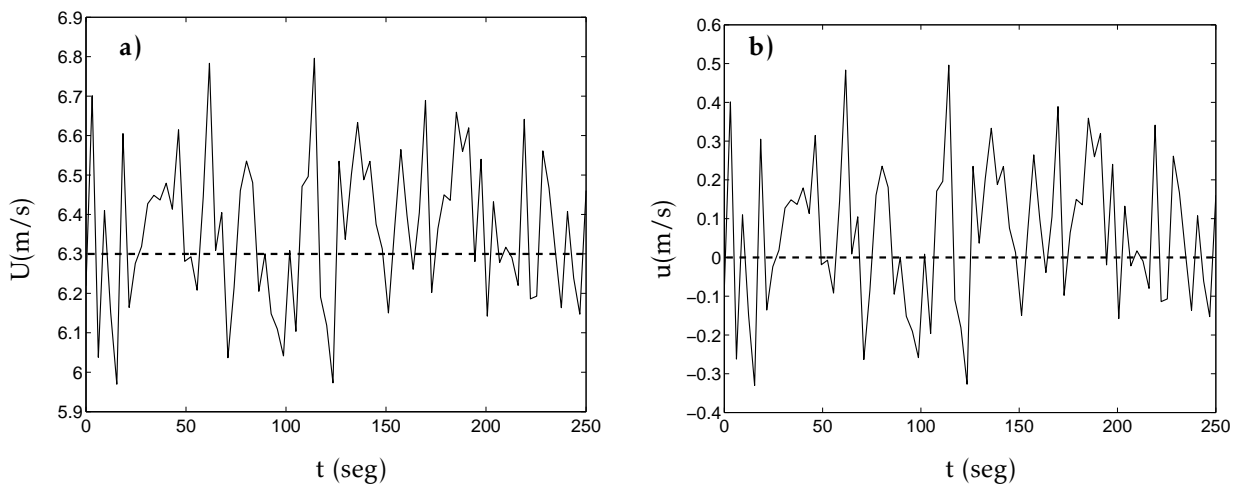


Figura 1.1: a) Descomposición de Reynolds para la velocidad. La velocidad instantánea U corresponde a la línea sólida y la velocidad media $\langle U \rangle$ está representada mediante la línea punteada; y b) Descomposición de Reynolds para la velocidad. Las fluctuaciones u corresponde a la línea sólida y el promedio de las fluctuaciones $\langle u \rangle$ está representada mediante la línea punteada.

Introduciendo la descomposición de Reynolds en las ecuaciones 1 y 2, se obtienen las ecuaciones de Navier-Stokes para el flujo medio o ecuaciones promediadas de Reynolds (RANS),

$$\frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial t} + \langle U_j \rangle \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_i u_j \rangle}{\partial x_j} = - \frac{\partial \langle P \rangle}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 \langle U_i \rangle}{\partial x_j \partial x_j} \quad (1.6)$$

y las ecuaciones de Navier-Stokes para la fluctuación:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.7)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial \langle U_i \rangle}{\partial x_j} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \langle u_i u_j \rangle}{\partial x_j} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (1.8)$$

Para conocer el procedimiento detallado para la obtención de las ecuaciones anteriores ver Pope (2001). En apariencia, la ecuación de Reynolds y la ecuación de Navier-Stokes son similares, excepto por el término $\langle u_i u_j \rangle$, que se conoce como tensor de esfuerzos de Reynolds. Estos son esfuerzos adicionales en el flujo inducidos por las fluctuaciones de la velocidad y generan nuevas incógnitas a ser determinadas.

La determinación de los términos de Reynolds requieren ecuaciones adicionales para resolver el problema, porque con el conjunto de ecuaciones inicial sólo se cuenta con cuatro ecuaciones independientes. Tal conjunto de ecuaciones -con más incógnitas que ecuaciones- generan el denominado problema de cierre o clausura. Un modelo de turbulencia es el medio por el cual se especifican los esfuerzos de Reynolds, cerrando de esta manera el sistema de ecuaciones del problema.

1.2. Teoría de Kolmogorov

En 1941, Kolmogorov desarrolló una teoría fundamental (comúnmente referida como K41). Esta teoría describe desde el punto de vista estadístico la cantidad y variación de la energía cinética del fluido a lo largo de distintas escalas. La obtención de esta teoría está basada en tres hipótesis:

- Hipótesis de isotropía local. Para números de Reynolds lo suficientemente altos, los movimientos turbulentos a pequeña escala son estadísticamente isotrópicos.
- Hipótesis de similaridad 1. En todos los flujos turbulentos con números de Reynolds lo suficientemente altos, las estadísticas de los movimientos turbulentos a pequeña escala tienen una forma universal que es únicamente determinada por ν y la tasa de disipación de energía, ϵ^1 . La tasa de disipación expresa la relación entre la energía cinética turbulenta del flujo y su rapidez de cambio en función del tiempo.
- Hipótesis de similaridad 2. En todos los flujos turbulentos con números de Reynolds lo suficientemente altos, las estadísticas de los movimientos turbulentos de escala ℓ en el rango $\eta \ll \ell \ll \ell_0$, tienen una forma universal únicamente determinado por ϵ , e independiente de ν ; ℓ_0 es la escala de longitud a la cual la energía cinética es introducida en el fluido por una fuerza exterior; El rango donde se verifica esta hipótesis se considera como el rango inercial.

¹ Cuando el flujo es isotrópico, ϵ puede ser determinada desde la derivada de la fluctuación de la velocidad, $\epsilon = 15\nu \langle (\partial u / \partial x)^2 \rangle$

1.2.1. El modelo de cascada de energía

El modelo de cascada de energía imaginado por Richardson en 1922 y formalizado por Kolmogorov en 1941 es precisamente el de una cascada de energía resultado de la fragmentación de estructuras de remolinos que se descomponen sucesivamente en remolinos más pequeños cuando el fluido está en estado turbulento.

El modelo de cascada de energía describe el proceso de introducción, transferencia y disipación de energía cinética en el fluido desde el punto de vista de las distintas escalas que intervienen en el proceso. Este modelo afirma que la energía cinética se transfiere desde las grandes escalas de longitud, comenzando desde $\ell_0 > 0$, escala en la cual la energía cinética es introducida en el fluido a una tasa de inyección ϵ_I , hasta las más pequeñas,

$$\ell_0 > \ell_1 > \dots > \ell_i \gg \ell_D \quad (1.9)$$

a una tasa de transferencia ϵ_T y a través de estructuras de remolinos que se rompen sucesivamente en remolinos más pequeños hasta una escala de disipación ℓ_D . A partir de esta escala las fuerzas de viscosidad actúan fuertemente sobre el fluido y la energía es disipada en forma de calor a una tasa de disipación ϵ_D .

Debido a la igualdad existente entre las tasas de transferencia (inyección, transferencia y disipación) esta será notada simplemente como ϵ , es decir, $\epsilon_I = \epsilon_T = \epsilon_D = \epsilon$.

1.2.2. Espectro de energía

$E(\kappa)$ es una cantidad que mide la energía cinética de las fluctuaciones, siendo κ el número de onda asociado con las diferentes escalas de longitud,

$$\kappa = \frac{2\pi}{\ell_i} \quad (1.10)$$

$E(\kappa)$ se conoce como el espectro de energía y representa la distribución de la energía a lo largo del espacio de Fourier para los distintos números de onda. Kolmogorov usó análisis dimensional para derivar teóricamente la forma del espectro de energía en el rango inercial suponiendo que cuando el fluido se encuentra en estado turbulento, el espectro de energía depende de la tasa de disipación de energía y es independiente de la viscosidad.

El espectro de energía se describe de la forma:

$$E(\kappa) = C\epsilon^\alpha \kappa^\beta \quad (1.11)$$

donde C es una constante universal, es decir, no depende de las características físicas del fluido, como por ejemplo su viscosidad, y por lo tanto es la misma para todos los fluidos incompresibles y viscosos, y toma valores entre 1,4 y 1,8. Mediante el análisis de las dimensiones de cada término de la ecuación 1.11, Kolmogorov encontró que α y β toman valores de $2/3$ y $-5/3$, respectivamente. Las unidades de $E(\kappa)$, ϵ y κ son respectivamente $[L^3/t^2]$, $[L^2/t^3]$ y $[1/L]$. La ecuación 3.12 con los valores de α y β encontrados es conocida como la ecuación del espectro de energía de Kolmogorov:

$$E(\kappa) = C\epsilon^{\frac{2}{3}} \kappa^{-\frac{5}{3}} \quad (1.12)$$

y es válida sólo para la sección media (rango inercial) del espectro de energía de la figura 1.2.

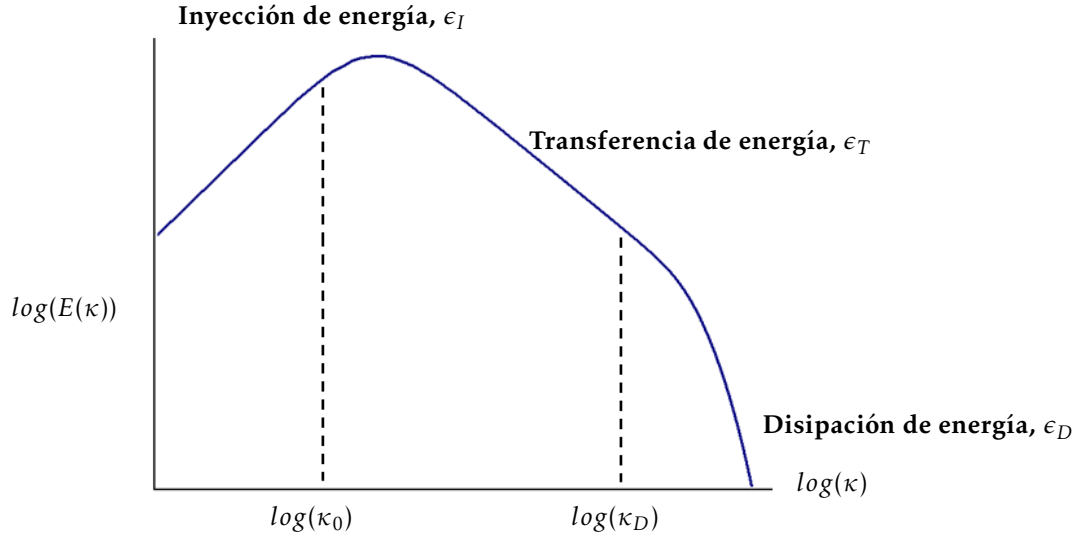


Figura 1.2: Espectro de energía en escala logarítmica en función de la escala para un flujo turbulento completamente desarrollado.

1.3. Escalas características de la turbulencia

1.3.1. Escala de Kolmogorov

La escala de Kolmogorov, η , es la escala de la turbulencia donde se equilibran exactamente la energía producida o transferida al flujo con la energía disipada; empleando el análisis dimensional en función de la tasa de disipación ϵ y la viscosidad ν , la escala de Kolmogorov está definida como:

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4} \quad (1.13)$$

Debido a la preponderancia de los efectos disipativos, el intervalo que cubre la escala de Kolmogorov se denomina rango disipativo. Con esta escala se puede definir una velocidad y un número de Reynolds característicos:

$$U_\eta = (\epsilon \nu)^{1/4} \quad (1.14)$$

$$R_\eta = \frac{\eta U_\eta}{\nu} = 1 \quad (1.15)$$

1.3.2. Escala de Taylor

La escala de Taylor, λ , es la escala intermedia en la que la viscosidad del fluido afecta significativamente la transferencia de energía y está definida en función de la varianza $\langle u^2 \rangle$ y de la derivada de la fluctuación:

$$\lambda = \sqrt{\frac{\langle u^2 \rangle}{\langle (\partial u / \partial x)^2 \rangle}} \quad (1.16)$$

Para el estudio de la turbulencia es común encontrar el número de Reynolds definido para esta escala:

$$R_\lambda = \frac{\sqrt{\langle u^2 \rangle} \lambda}{\nu} \quad (1.17)$$

1.3.3. Escala integral

La escala integral es la mayor escala. La velocidad es del orden de la velocidad del flujo medio. En esta escala la energía transferida resulta mucho mayor que la disipada, a la que se puede considerar despreciable. Matemáticamente, la escala integral es definida en términos de la varianza de la fluctuación y la tasa de la disipación de la energía:

$$\ell_0 = \frac{\langle u^2 \rangle^{3/2}}{\epsilon} \quad (1.18)$$

1.4. Estudios experimentales relevantes

Numerosos estudios teóricos y experimentales siguieron el importante trabajo realizado por Kolmogorov. La mayoría de los trabajos experimentales se relacionan con la turbulencia homogénea e isotrópica generada por rejillas o mallas en túneles de viento, donde se estudia la turbulencia que decae a medida que se aleja de la malla. La turbulencia isotrópica y homogénea se utiliza a menudo como un punto de referencia para la comprensión de la dinámica de flujos turbulentos, ya que es una de las formas más simples de la turbulencia.

La turbulencia isotrópica es el tipo de turbulencia donde el valor de cualquier función de las componentes de la velocidad y sus derivadas en un punto, definido en relación a un conjunto particular de ejes, es inalterado si los ejes de referencia son rotados en cualquier dirección y/o si el sistema coordenado es reflejado en cualquier plano a través del origen y la turbulencia homogénea describe un tipo de turbulencia cuyas propiedades estadísticas son independientes de la posición en el fluido; por lo tanto la turbulencia isotrópica y homogénea representa la turbulencia que es la misma en todas las direcciones y en todas las posiciones. Desde el punto de vista práctico, estos flujos son hipotéticos porque la isotropía perfecta es sólo una hipótesis teórica e imposible de ser alcanzada experimentalmente. Lo mejor que puede hacerse es generar flujos en donde las condiciones de isotropía son más o menos aproximadas.

La mayoría de estudios experimentales de turbulencia isotrópica han empleado túneles de viento y agua para estudiar sus propiedades. En estas instalaciones se hace pasar un flujo uniforme a través de un arreglo de barras sólidas (malla) para alcanzar una condición de turbulencia casi isotrópica. La más simple de todas las configuraciones es un flujo uniforme pasando a través de una malla instalada en dirección perpendicular al flujo. La turbulencia es generada por el desarrollo de chorros y estelas, correspondientes a las áreas abiertas y barras de la malla, respectivamente, siendo la turbulencia aproximadamente isotrópica en un punto dado y homogénea en planos transversales.

Corrsin (1963) proporcionó pautas para asegurarse que la turbulencia generada por medio de mallas fuera realmente homogénea. Él sugirió que las mediciones deberían ser tomadas para $x/M \geq 40$, donde x es la distancia de la malla al punto de medición y M es la separación de punto medio a punto medio de las barras cuadradas o cilíndricas que forman la malla. Sin embargo, Lavoie et al. (2007b), Krogstad y Davidson (2011), Hearst y Lavoie (2014) y Isaza et al. (2014) han demostrado que es posible obtener homogeneidad más cerca a la malla ($x/M \approx 20$).

En la turbulencia generada por mallas, el decaimiento de la energía turbulenta está dada por:

$$\frac{\langle u^2 \rangle}{U_0^2} = A \left(\frac{x}{M} - \frac{x_0}{M} \right)^n \quad (1.19)$$

donde n es el exponente de decaimiento, A es una constante que depende de la geometría de la malla y x_0 es la posición del origen virtual. Taylor (1935), Batchelor y Townsend (1948a) y Batchelor y Townsend (1948b) fueron los primeros que intentaron ajustar los datos obtenidos de la turbulencia generada por mallas a la ley de potencia de la ecuación 1.19 y encontraron que $n \approx -1$, conclusión que fue aceptada durante un largo periodo de tiempo por la comunidad científica, hasta el trabajo de Comte-Bellot y Corrsin (1966).

Comte-Bellot y Corrsin (1966) usaron múltiples mallas para mostrar que $-1,2 \geq n \geq -1,3$ y encontraron que las variaciones de n estaban relacionadas con las condiciones iniciales, dadas por la geometría de la malla y la velocidad del flujo. Desde el trabajo de Comte-Bellot y Corrsin (1966), se han reportado valores de n en el rango de $-1,0 \geq n \geq -1,4$ y se ha establecido que el exponente de decaimiento de la energía en turbulencia generada por mallas es independiente de las condiciones iniciales (Mohamed y LaRue (1990), Krogstad y Davidson (2010), Krogstad y Davidson (2011) y Lavoie et al. (2007a)).

Hay varias características clave que deben buscarse para verificar que la turbulencia producida por una malla sea homogénea e isotrópica. En primer lugar, el campo de flujo será aproximadamente homogéneo si los perfiles transversales de la velocidad y la intensidad de la turbulencia son constantes. Por lo general, la velocidad media es homogénea dentro de un umbral de $\pm 1\%$, y la intensidad de la turbulencia en un umbral de $\pm 2\%$, Krogstad y Davidson (2011). En segundo lugar, la relación de isotropía, que es la relación de las raíces medias cuadráticas de la velocidad longitudinal y transversal, deberá ser la unidad, aunque normalmente toma valores entre 1,2 y 1,4, Sirivat y Warhaft (1983). Además, la distribución estadística de la turbulencia debe ser aproximadamente gaussiana, y la gráfica de la distribución de probabilidad debería colapsar para diferentes posiciones en el flujo (Krogstad y Davidson (2010); Krogstad y Davidson (2011); Isaza et al. (2014); y Hearst y Lavoie (2014)).

Una malla activa es un generador de turbulencia que utiliza elementos activos para producir turbulencia, lo que contrasta con una malla regular que puede ser descrita como una malla "pasiva". La primera malla activa fue introducida por Mathieu y Alcaraz (1965), que utilizaron una malla con chorros para producir turbulencia razonablemente homogénea. La malla con chorros fue posteriormente refinada por Gad-el Hak y Corrsin (1974), que colocaron los chorros en las filas de las barras en la entrada de un túnel de viento para crear turbulencia aproximadamente homogénea e isotrópica de alta intensidad y un alto número de Reynolds (definido en términos de λ) pero con alta anisotropía. Makita y Sassa (1991) desarrollaron el concepto de malla activa en el Departamento de Ingeniería de la Energía en la Universidad de Tecnología de Toyohashi en Japón. El estilo de malla activa introducido por Makita y Sassa (1991) es el estilo de malla activa más popular. Su malla cuenta con un conjunto de alas cuadradas montadas en una malla de barras redondas. Las barras redondas son accionadas por motores en una secuencia aleatoria para crear una distribución de obstrucción transitoria en la sección de entrada de prueba del túnel de viento capaz de generar turbulencia de alta intensidad en instalaciones relativamente pequeñas.

Las mallas activas se han utilizado para una variedad de aplicaciones, incluyendo: estudios de turbulencia fundamentales (Mydlarski y Warhaft (1996); Poorte y Biesheuvel (2002); y Kang et al. (2003)) y estudios paramétricos de la influencia de las condiciones de la malla sobre la turbulencia producida (Larssen y Devenport (2011)). En los estudios paramétricos, se encontró que la turbulencia generada por mallas activas también sigue la ley de potencia de la ecuación 1.19, donde el valor de n es ligeramente mayor que en las mallas pasivas; y en los estudios fundamentales se reportan valores de isotropía cercanos a 1,21 (Makita y Sassa (1991)).

A lo largo del texto, se hará referencia a otras investigaciones y a sus principales conclusiones.

CAPÍTULO 2

INSTALACIÓN EXPERIMENTAL

2.1. Introducción

El anemómetro de hilo caliente fue introducido en su forma original en la primera mitad del siglo XX. Desde entonces ha sido fundamental para determinar velocidades instantáneas las cuales se requieren para estudios de turbulencia. Un anemómetro de hilo caliente consiste en un filamento calentado que queda expuesto al paso de un flujo. Este filamento está conectado a un circuito eléctrico que es capaz de monitorear las variaciones de resistencia eléctrica por la acción del flujo. Entonces, se puede establecer una relación de pertinencia entre la velocidad del flujo y la resistencia observada en el filamento calentado. Hay dos tipos de anemómetros ampliamente disponibles: Anemómetros de Corriente Constante (CCA, de sus siglas en inglés *constant current anemometers*) y anemómetros de temperatura constante (CTA, de sus siglas en inglés *constant temperature anemometers*). En el primero, el circuito eléctrico proporciona una corriente constante que calienta el sensor. Los cambios de temperatura y de resistencia correspondiente en el sensor causada por el enfriamiento de la corriente causarán que el voltaje a través del sensor varíe con la velocidad de flujo. CTA por otro lado intenta mantener la temperatura del sensor (y por lo tanto su resistencia) constante a través de un bucle de realimentación. La corriente y por lo tanto el voltaje necesario para mantener constante la resistencia es entonces la medida efectiva de la velocidad de flujo.

Un anemómetro de hilo caliente provee información fiable de las componentes de las fluctuaciones de la velocidad del flujo en el dominio del espacio y el tiempo por lo que fue el sistema seleccionado para la adquisición de datos en esta investigación.

En este capítulo se describe en detalle el montaje experimental y el sistema de anemometría de hilo caliente CTA para la adquisición de los datos. En la primera sección será descrito el túnel de viento y las mallas generadoras de la turbulencia, seguido de una sección que describe el sistema de anemometría de hilo caliente utilizado para las mediciones de velocidad, y la fabricación y calibración de los hilos; y la sección final detalla la metodología seguida para la adquisición de datos. Todos los experimentos se realizaron en el túnel de viento de la universidad de Cornell entre junio y diciembre de 2015.

2.2. Túnel de viento

Los experimentos del presente estudio fueron llevados a cabo en un túnel de viento horizontal, de succión y de circuito abierto de $91 \times 91 \text{ cm}^2$ de sección transversal y 9,14 m de longitud ubicado en la facultad de Ingeniería Mecánica y Aeroespacial de la universidad de Cornell, en la ciudad de Ithaca, Estados Unidos. Un túnel de viento de succión y de circuito abierto es aquel en que el aire se aspira directamente de la atmósfera y después de hacerlo pasar por la sección de ensayo o prueba se devuelve nuevamente a ella. El túnel fue diseñado inicialmente para el estudio de flujos estratificados que involucraban no sólo perfiles de velocidad sino también de temperatura, Yoon y Warhaft (1990). Un esquema del túnel con los diferentes elementos que lo componen se proporciona en la figura 2.1.

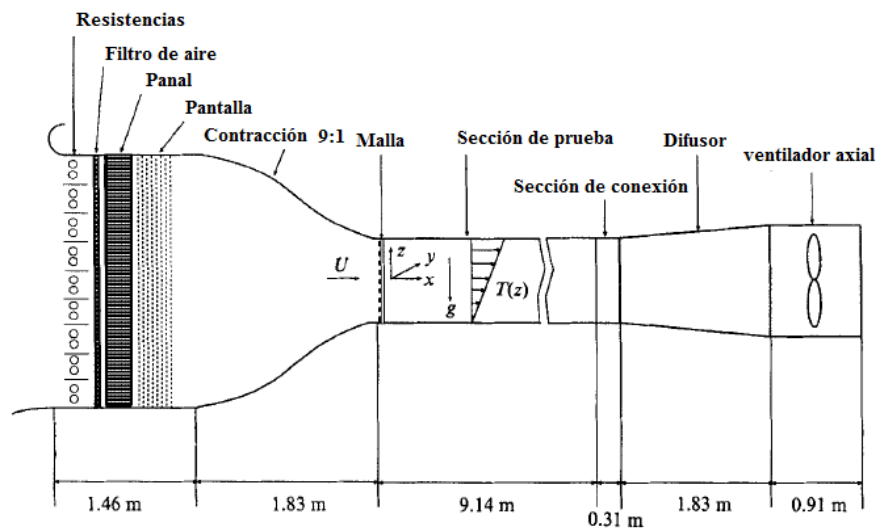


Figura 2.1: Esquema del Túnel de viento. Fuente: Yoon y Warhaft (1990).

El túnel fue fabricado con madera contrachapada de 1,9 cm de espesor y estaba cubierto con hojas aislantes de fibra de vidrio de 5,05 cm de espesor. La sección de ensayo permite el acceso óptico hacia el interior del túnel a través de 34 agujeros ubicados en las paredes laterales y 18 agujeros en las paredes superior e inferior. Una de las paredes laterales del túnel era ligeramente divergente, con ángulo de paso máximo de $0,3^\circ$, para asegurar una velocidad media constante en la línea central del túnel a pesar del desarrollo de las capas límite; las paredes superior e inferior permanecieron paralelas. La superficie interna de la sección de pruebas no tiene una rugosidad significativa, para que las variaciones de velocidad y presión dinámica del flujo no superen el 25% y 50% de sus valores medios, respectivamente.



Figura 2.2: Túnel de viento visto desde el exterior.

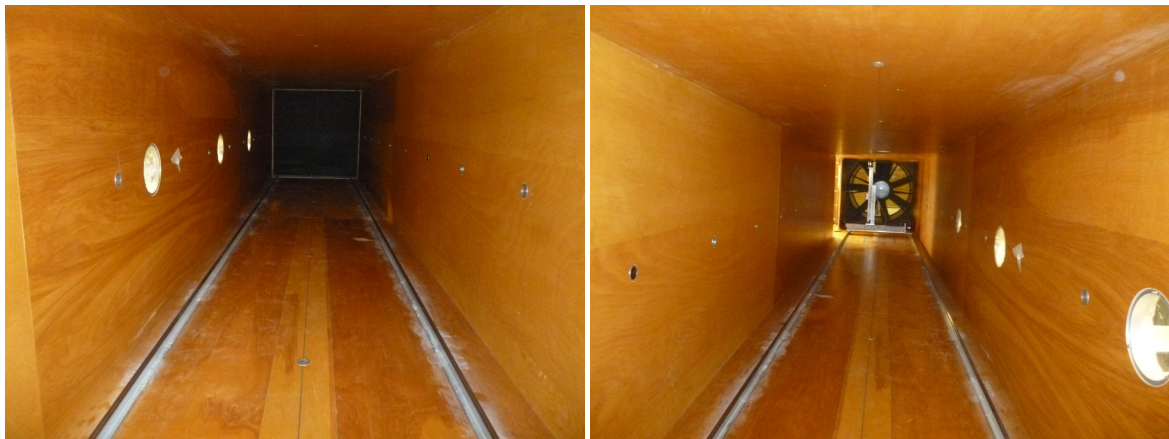


Figura 2.3: Túnel de viento visto desde el interior.

El flujo es acelerado antes de entrar en la sección de ensayo en una contracción con una relación de áreas de 9 : 1 de 1,83 m longitud. Es evidente mediante la ecuación de Bernoulli para fluidos ideales, que el incremento de la velocidad de salida de esta sección va acompañado de una reducción de presión de la misma. En la entrada del túnel se tenían instalados filtros que no permitían el paso de las partículas del medio ambiente con tamaños superiores al diámetro del sensor de medición de la velocidad.

En la unión entre la contracción y la sección de ensayo fue instalada una malla que generó el flujo turbulento. El final de la sección de ensayo se conectó a un difusor, en el que se hace una transición suave de la sección cuadrada a una sección circular que albergaba un ventilador axial 1,24 m de diámetro. El difusor realiza la tarea opuesta que ejecuta la contracción, disminuye la velocidad e incrementa la presión del flujo.

El ventilador axial consta de 7 palas de paso constante, y es alimentado por un motor de 60 HP que gira a una velocidad máxima de 1070 rpm. El motor que impulsa este ventilador está situado en el exterior del túnel de viento y está aislado del resto del túnel para reducir la transmisión de vibraciones mecánicas. El motor del ventilador está conectado a un variador de frecuencia que permite ajustar la velocidad de giro del motor con incrementos de 0,5 Hz para generar diferentes velocidades dentro del túnel. La velocidad máxima resultante de la instalación es de 20 m/s. Para las pruebas se seleccionaron velocidad de 3, 6, 9 y 12 m/s.

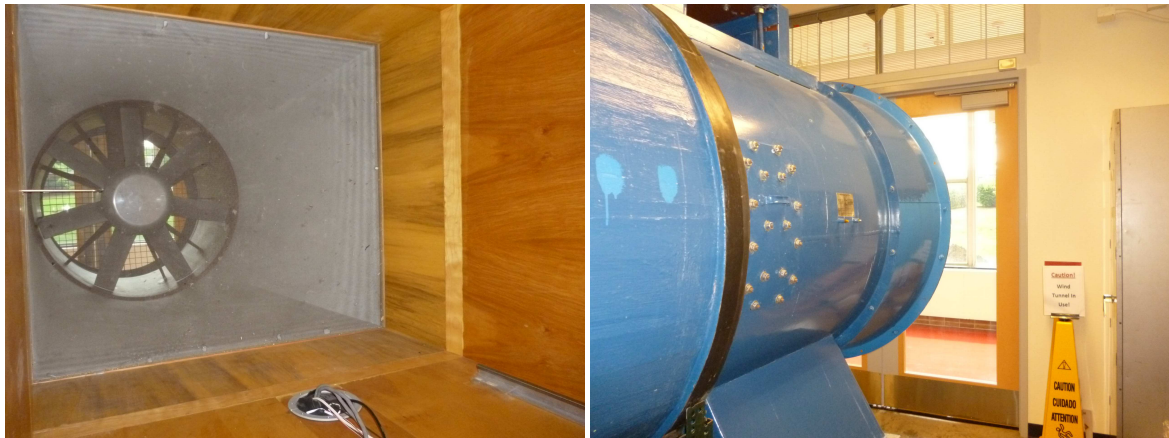


Figura 2.4: Ventilador visto desde el interior y exterior del túnel.

Entre el final de la sección de prueba y el difusor, se instaló una pantalla fina para evitar la intrusión de elementos o cuerpos extraños al ventilador.

2.2.1. Instrumentación del túnel

La instrumentación existente en el túnel de viento se utilizó para controlar los parámetros del flujo y el posicionamiento del elemento sensor dentro de la sección de prueba. Esta instrumentación constó de un sistema Pitot-estático que se usó para determinar la velocidad del aire y un sistema de posicionamiento en tres dimensiones que permiten la localización del sensor de medición dentro del flujo. El sistema Pitot está formado por un tubo Pitot que mide la presión resultante del movimiento del aire, una fuente estática que mide la presión de referencia y un panel de lectura que muestra el diferencial de presión en pulgadas de agua. El sistema Pitot fue instalado en la porción final de la sección de prueba.

El sistema de posicionamiento en tres dimensiones está formado por perfiles de aluminio extruido; la carrera efectiva de cada eje es de 190 mm en la dirección normal (eje Z), 690 mm en la dirección transversal (eje Y) y 9,14 m en la dirección longitudinal (eje X). Cada eje se accionaba mediante un motor paso a paso unido directamente a un husillo de bolas. Una vuelta del motor corresponde a un 1 mm de avance de su respectivo eje, precisando de 80 pulsos para girar una vuelta completa, lo que permite realizar desplazamientos con una precisión de 0,0125 mm. La velocidad máxima de desplazamiento era de 40 mm/s. Los motores eran accionados por un controlador que envía los impulsos a los motores paso a paso permitiendo cargas de hasta 30 g por eje.

Los sensores de medición se acoplaron a un puntal de acero hecho de una barra de sección circular que se conecta al sistema de posicionamiento por medio de tornillos que permiten un fácil acoplamiento. El sistema de desplazamiento y el puntal de acero formaron un sistema rígido que evita vibraciones que interfieran en las mediciones de velocidad.

La figura 2.5 muestra el panel de lectura del sistema Pitot estático y la figura 2.6 muestra el puntal de acero acoplado al sistema de posicionamiento y su respectivo sistema de control.



Figura 2.5: Panel de lectura del sistema Pitot estático.



Figura 2.6: Sistema de posicionamiento en tres dimensiones y su respectivo sistema de control.

2.3. Generadores del flujo

2.3.1. Malla pasiva

Los generadores de turbulencia pasivos son el método más simple para producir turbulencia aguas abajo en túneles de viento. Una malla pasiva consiste en un arreglo de barras cilíndricas o planas que forman una sección cuadrada. La malla pasiva de esta investigación está compuesta por 8 barras planas horizontales y 8 barras planas verticales de aluminio con un espesor, t , de 19 mm unidas a un marco con una sección de $95,5 \times 95,5 \text{ cm}^2$, orientadas como dos capas (malla biplanar). Las barras están separadas por una distancia de 8,26 cm, horizontal y verticalmente, produciendo una separación entre los puntos medios de cada barra de $M = 10,16 \text{ cm}$; esta separación es conocida como longitud de malla.

La figura 2.7 muestra un plano detallado de la malla con sus medidas características.

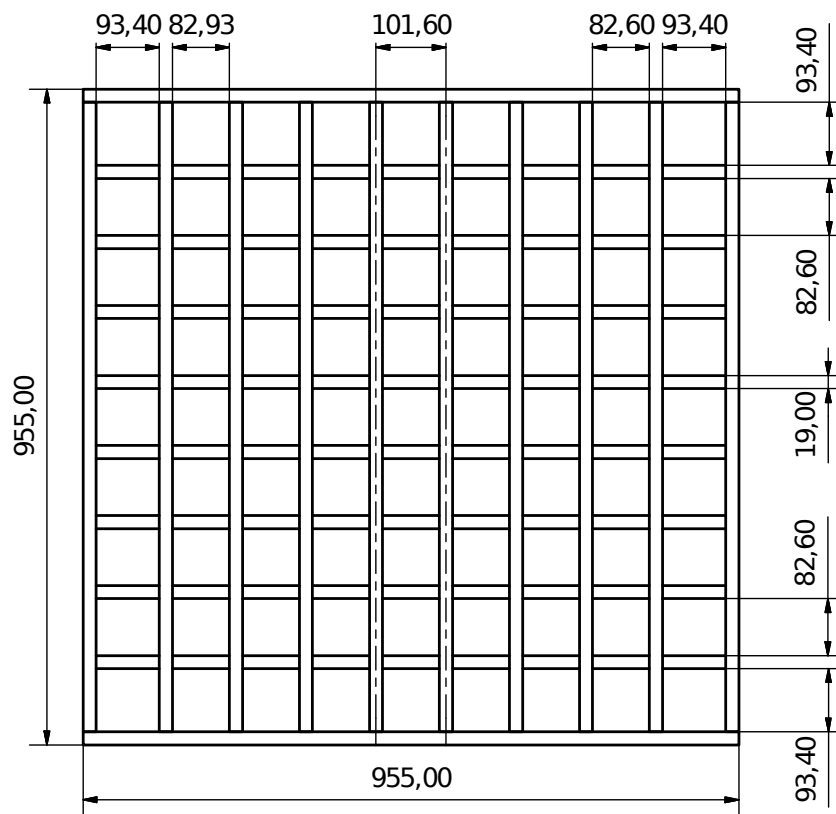


Figura 2.7: Plano detallado malla pasiva con medidas características. Medidas en milímetros.

El diseño básico de la malla pasiva se muestra en la figura 2.8 junto con un acercamiento a la malla, para identificar las dos capas del mallado, estando las barras horizontales sobre las verticales.

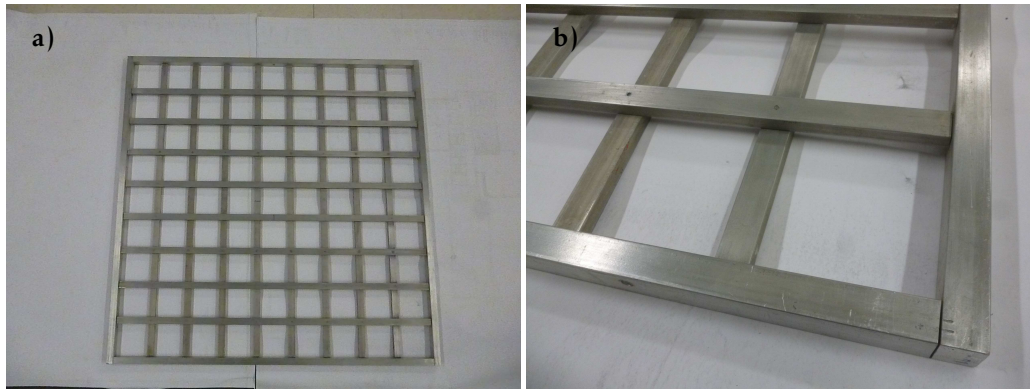


Figura 2.8: Malla pasiva.

2.3.2. Malla activa

Una malla activa es un generador de turbulencia que utiliza elementos activos para producir turbulencia. La malla activa estilo Makita es un conjunto de alas cuadradas acopladas a una malla de barras redondas. Las barras cilíndricas son accionadas por motores paso a paso en una secuencia aleatoria para crear una distribución de obstrucción transitoria en la sección de entrada de prueba del túnel de viento.

El diseño básico de la malla activa se muestra en la figura 2.9, la malla se muestra en su estado completamente cerrado (a) y un acercamiento en un instante durante su funcionamiento (b).

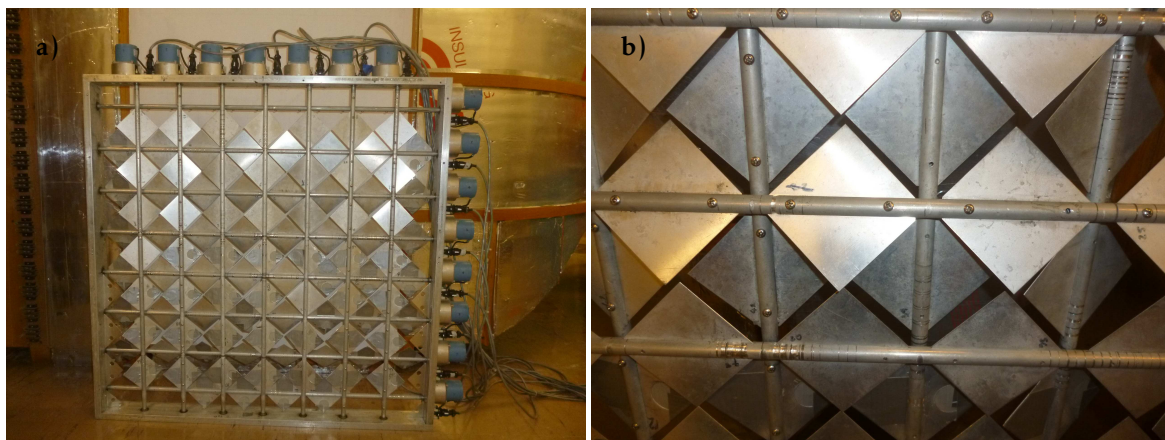


Figura 2.9: Malla activa.

La malla activa biplanar está compuesta por 8 barras horizontales y 7 barras verticales de aluminio con un diámetro, t , de 12,7 mm unidas a un marco con una sección de $95,5 \times 96,0 \text{ cm}^2$ a través de rodamientos de baja fricción. Las barras están separadas horizontal y verticalmente por una distancia de 82,6 mm, produciendo una longitud de malla $M = 12,1 \text{ cm}$.

Las 15 barras de la malla se accionan por motores paso a paso síncronos, con 200 pasos por revolución, ubicados al final de cada barra. Los motores se controlan a través de caja de control recreando una secuencia aleatoria. Cuando el movimiento es aleatorio cada barra recibe una señal aleatoria única, y no existe una correlación entre el movimiento deliberado de cualquier barra a lo largo de la cuadrícula. La velocidad de la rotación de la barra está determinada por una onda cuadrada suministrada al motor.

A las barras están sujetas por medio de tornillos 100 alas o agitadores rectangulares de aluminio de 0,64 mm de espesor, 40 de estas alas tenían dos agujeros de 25,4 mm separados por una distancia de 56 mm. Cinta de

aluminio se utilizó para cubrir los agujeros de las alas para crear un perfil sólido con las 100 alas. La figura 2.10 muestra los dos diseños de las alas consideradas, las líneas punteadas indican la trayectoria de las barras de aluminio y la figura 2.11 muestra un esquema de la malla activa sin alas con sus medidas características.

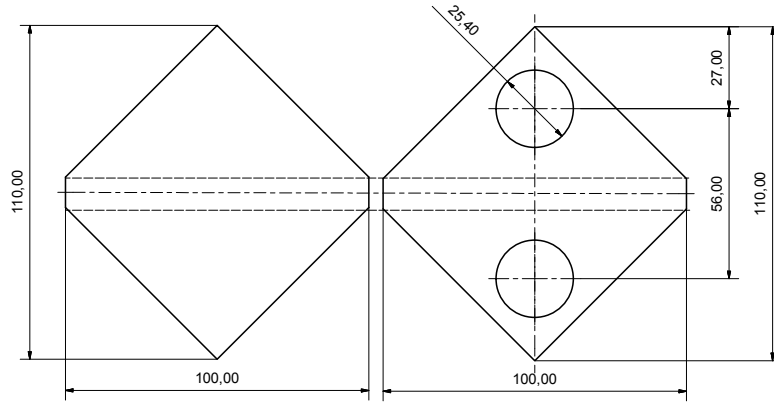


Figura 2.10: Planos detallado agitadores. Medidas en milímetros.

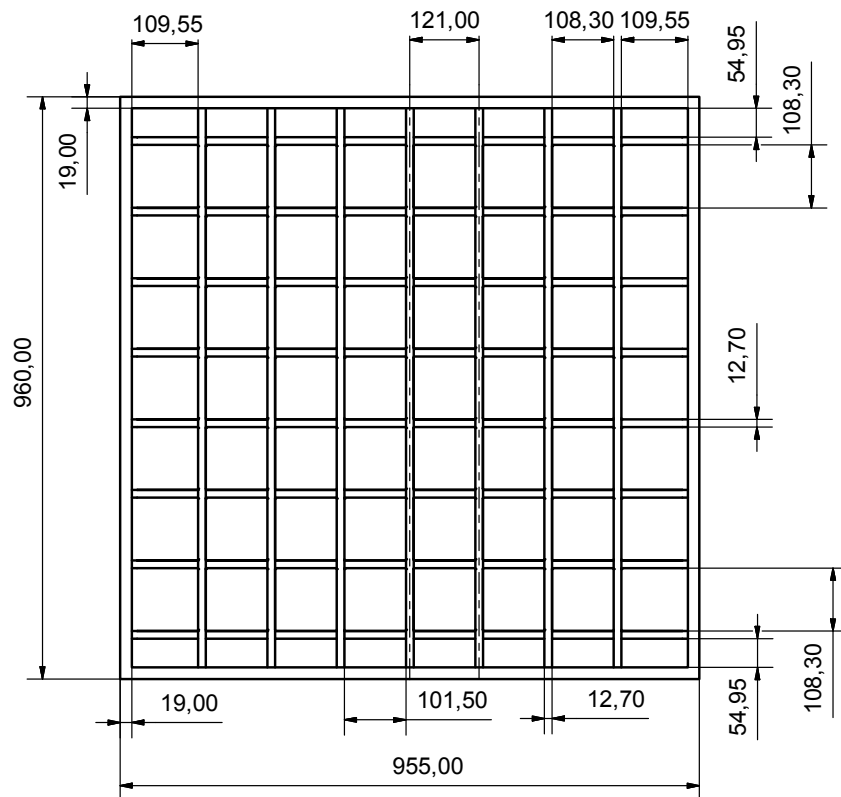


Figura 2.11: Plano detallado malla activa con medidas características. Medidas en milímetros.

Ambas mallas fueron diseñadas y fabricadas para experimentos previos realizados en el mismo túnel de viento ((Isaza et al., 2014) y (Mydlarski y Warhaft, 1996)).

2.4. Anemometría de hilos calientes

Un anemómetro de hilo caliente consiste en un filamento calentado que queda expuesto al paso de un flujo. Este filamento está conectado a un circuito eléctrico que es capaz de monitorear las variaciones de resistencia eléctrica por la acción del flujo. Entonces, se puede establecer una relación de pertinencia entre la velocidad del flujo y la resistencia observada en el filamento calentado.

2.4.1. Principio de funcionamiento

El principio físico de funcionamiento de los anemómetros de hilo caliente está basado en la transferencia de calor por convección entre el hilo calentado y el flujo pasando a su alrededor. En estos sensores, un pequeño elemento (hilo) es calentado y expuesto al flujo para medir el intercambio térmico que se produce. La relación entre la velocidad del flujo y el voltaje de salida es deducida sobre la base de las ecuaciones de transferencia de calor, tomando por referencia la potencia generada por la corriente eléctrica que pasa por el hilo. El sensor es calentado por una corriente eléctrica I y enfriado proporcionalmente, de acuerdo a la componente de la velocidad del aire que incide perpendicular al elemento sensor, ver figura 2.12.

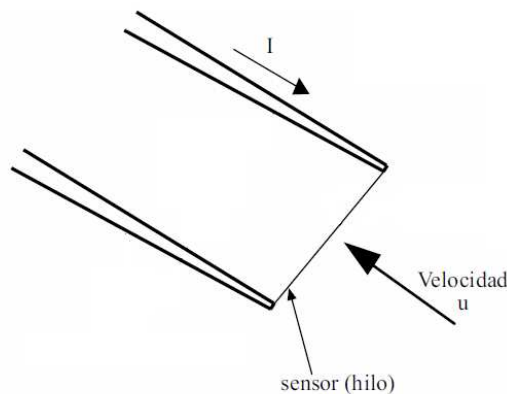


Figura 2.12: Transferencia de calor entre el sensor de hilo caliente y el flujo. Fuente: Villafruela Espina et al. (2001)

2.4.2. Anemómetros de temperatura constante

Como el principio de funcionamiento de los anemómetros a temperatura constante está basado en que la corriente del sensor sufre variaciones de acuerdo con la velocidad del flujo, con el objetivo de mantener su resistencia a temperatura constante, los anemómetros emplean un lazo de control que mantiene constante la diferencia de temperatura entre el elemento sobrecalentado y el flujo. La potencia que se consume para mantener el sensor sobrecalentado a una temperatura constante es proporcional a la velocidad del flujo de aire. El lazo de control más utilizado para evaluar las variaciones de la resistencia eléctrica es el llamado puente de Wheatstone, compuesto por cuatro resistencias eléctricas en forma de un cuadrilátero, siendo dos fijas, una de referencia y la cuarta y última correspondiente a la resistencia del elemento sensor (R_s), ver figura 2.13.

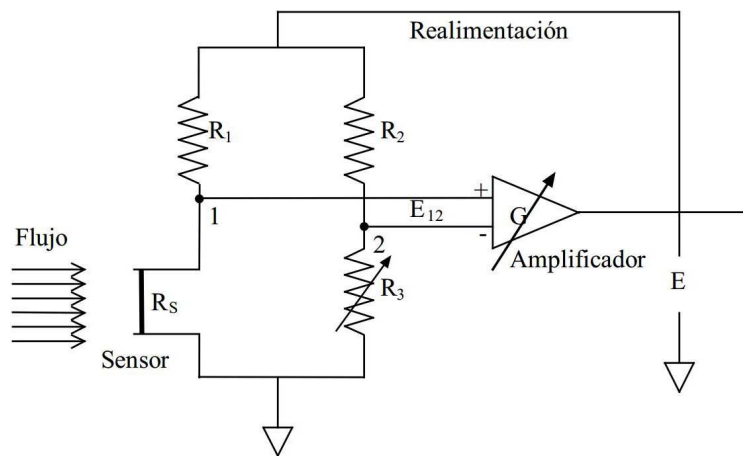


Figura 2.13: Diagrama de bloque de un anemómetro de temperatura constante. Fuente: Bruun (1995).

El puente de Wheatstone opera con una resistencia de sobrecalentamiento constante, cuyo valor es calculado por el propio puente. El circuito de retroalimentación es el responsable de producir la corriente necesaria para balancear el puente de Wheatstone a través de un aumento de la resistencia del sensor. Esto ocurre debido a que el hilo posee un coeficiente térmico positivo de resistividad, lo que significa que cuando la temperatura del hilo varía lo mismo ocurre con el valor de su resistencia. En condiciones de operación el circuito de retroalimentación aplica una corriente eléctrica al puente de Wheatstone, y promueve así el aumento de la temperatura y de la resistencia del hilo caliente hasta un valor predeterminado, que por lo general es en torno de 250°C. En esa condición de equilibrio se dice que el puente está balanceado. Un pequeño aumento de la velocidad del fluido provoca el enfriamiento del sensor, disminuyendo su resistencia y consecuentemente desbalanceando el puente de Wheatstone. Eso hace que el circuito de retroalimentación aumente la corriente que alimenta al puente, calentando el sensor para llevar nuevamente el puente a la condición de equilibrio. Como la respuesta del circuito es muy rápida la temperatura del sensor permanece virtualmente constante durante la variación de la velocidad del flujo. Luego, la diferencia de voltaje entre los extremos del puente es proporcional a la velocidad medida.

La señal de salida del puente Wheatstone debe ser acondicionada antes de ser almacenada en una computadora a través de una tarjeta de adquisición de datos (convertidor A/D: analógico a digital).

La señal de salida del puente es acondicionada a través de su paso por una unidad de filtro paso-alto y paso-bajo. Los filtros son utilizados para eliminar los ruidos o analizar determinados rangos de frecuencias que sean de interés. El filtrado de paso bajo se utiliza con el fin de eliminar el ruido y atenuar las frecuencias más altas. Si no se realiza el filtrado de paso bajo, la energía en las frecuencias más bajas será contaminado por las frecuencias más altas, que se representa como un pico de energía falsa en el espectro de potencia. El filtrado de paso alto se utiliza para limpiar la señal y atenuar las componentes de baja frecuencia, es sólo necesario cuando se requieren análisis espectrales usando la transformada rápida de Fourier.

La elección de la computadora a ser usada para las mediciones no es crítica. La velocidad y almacenamiento de memorias típicas son normalmente más que suficientes para la mayoría de las aplicaciones. Sin embargo, es importante asegurar que el controlador del CTA y del convertidor A/D sean compatibles, es decir, que corran con el mismo sistema operativo y puedan ser llamados por el mismo software de aplicación.

Finalmente a partir de la serie temporal obtenida que muestra los valores de los voltajes, se realiza el análisis de los datos donde se obtienen las características estadísticas de la señal, así como sus espectros.

Los anemómetros usados en las mediciones fueron anemómetros de temperatura constante Dantec 55M01; la adquisición del voltaje de salida del anemómetro era leído de un voltímetro TSI 1076 y su valor era almacenado de manera manual. El acondicionamiento de la señal se realizó en un filtro de paso alto y bajo Krohn-Hite 3384. El valor del filtro de paso alto se fijó en 0,01 Hz mientras que el filtro paso bajo varió entre 1200 y 16000 Hz

en función de la velocidad del túnel. La figura 2.14 muestra el banco de anemómetros junto con el medidor de voltaje y la unidad de filtro usados.



Figura 2.14: a) Anemómetro de temperatura constante Dantec 55M01 y voltímetro TSI 1076. b) Unidad de filtro de paso alto y bajo Krohn-Hite 3384.

La figura 2.15 muestra la tarjeta de adquisición de datos National Instruments NI USB-6221 de 8 canales de entrada analógica. Esta tarjeta fue controlada mediante el Software de Desarrollo de Sistemas NI LabVIEW.



Figura 2.15: Tarjeta de adquisición de datos National Instruments NI USB-6221

En la figura 2.16 se muestra el diagrama general del proceso de medición de la velocidad de un flujo utilizando el anemómetro de hilo caliente en el modo de operación de CTA.

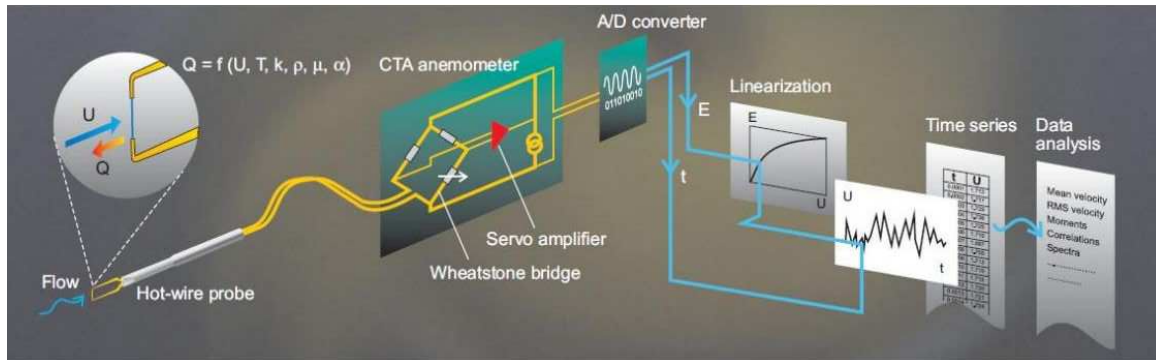


Figura 2.16: Proceso de medición de la velocidad de un flujo utilizando el anemómetro de hilo caliente en el modo de operación de CTA. Fuente: DANTEC DYNAMICS, 2002.

2.4.3. Hilos calientes

un sensor de hilo caliente para medir fluctuaciones de velocidad consiste en un alambre muy delgado soldado a un soporte. El material del hilo caliente se selecciona de manera tal que pueda cumplir una serie de requerimientos tales como: alto coeficiente de resistencia eléctrica por temperatura, alta resistencia eléctrica específica, alta resistencia mecánica y capacidad de operar a altas temperaturas. Los materiales más utilizados para su fabricación son el tungsteno, platino o aleaciones de platino. Por lo general tienen un diámetro de $5\ \mu\text{m}$ y una longitud de 1,25 mm. El hilo es soldado a unas agujas normalmente hechas de acero inoxidable, las agujas son incrustadas en el cuerpo de una probeta formada por un tubo cerámico, la cual se conecta eléctricamente al anemómetro mediante un soporte y un cable. Las agujas del sensor son las encargadas de transportar la corriente eléctrica hasta el hilo.

Existe una gran variedad de sensores utilizados en diversas aplicaciones. Ellos se diferencian fundamentalmente por el número de hilos, por la posición de las agujas en el sensor y por el tipo de material del hilo o el tipo de recubrimiento. El número de hilos generalmente corresponde a las componentes del vector velocidad que el sensor es capaz de medir donde cada hilo debe estar conectado a un anemómetro. Normalmente las probetas están disponibles para medir una, dos y tres componentes de la velocidad. La figura 2.17 muestra algunos de los sensores más usados de 1, 2 y 3 hilos,

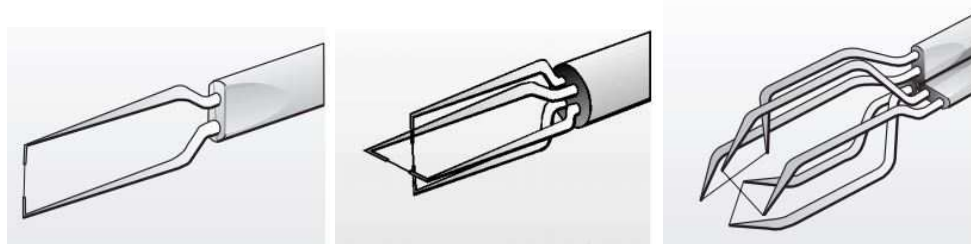


Figura 2.17: Tipos de sensores de uso común. Fuente: DANTEC DYNAMICS, 2002.

Los sensores de hilo caliente empleados en el desarrollo de la etapa experimental y sus medidas características se muestran en las figuras 2.18 y 2.19. El sensor unidimensional (1 hilo) TSI 1210 se empleó para medir la velocidad axial U en una serie de pruebas iniciales, y el sensor TSI 1241 bidimensional (2 hilos), se utilizó para medir las componentes axial U y tangencial V de la velocidad en las pruebas finales de caracterización del flujo. Ambos sensores se colocaron de tal forma que la componente o componentes a medir no fueran afectadas por las componentes restantes. De ahora en adelante el sensor unidimensional será referido como probeta en U , mientras que el sensor bidimensional será llamado probeta en X .

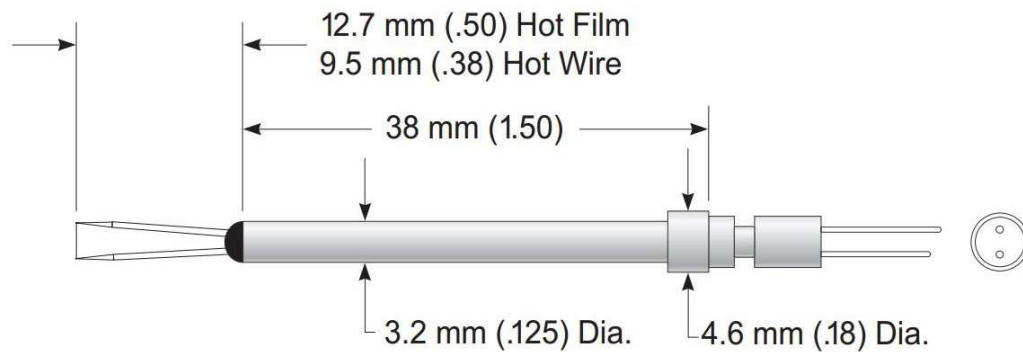


Figura 2.18: Esquema del sensor en U con sus medidas características. Fuente: DANTEC DYNAMICS, 2012

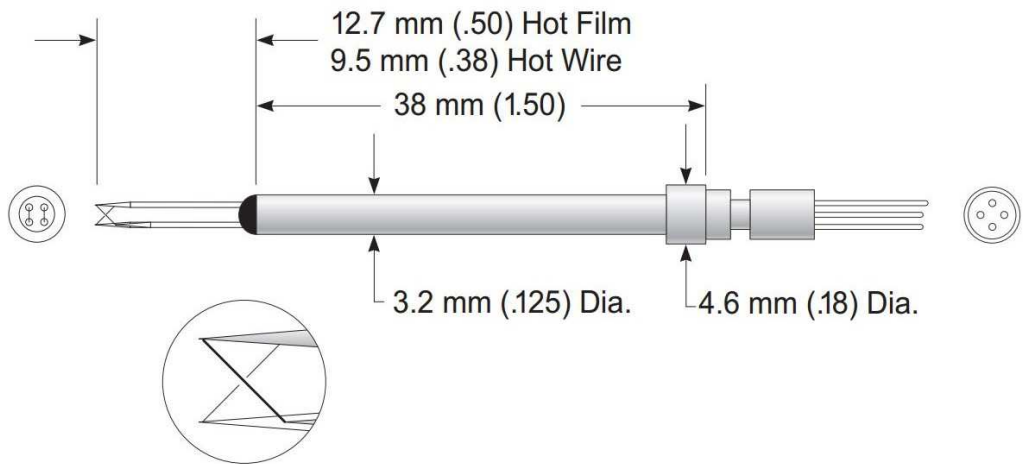


Figura 2.19: Esquema del sensor en X con sus medidas características. Fuente: DANTEC DYNAMICS, 2012

La figura 2.20 muestra una foto real de una probeta en U sin hilo.



Figura 2.20: Foto real de una probeta en U sin hilo.

2.4.3.1. Fabricación

Como la anemometría de hilo caliente es la clave para el estudio experimental de la turbulencia, el dominio de su construcción es importante. Existen algunas técnicas para su fabricación, descritas en Bruun (1995), y tomando lo mejor de cada una de ellas se detalla a continuación una guía paso a paso con el procedimiento empleado para la elaboración de los hilos usados en esta investigación:

- Materiales: fundente, hojas de lija de agua, pasta de soldadura, hilo de aleación de platino y rodio (al 10%) de 2,54 μm de diámetro, soldadura de estaño, tubos capilares, hojas de afeitar, hisopos, alcohol, agua destilada, ácido nítrico, tricloroetileno y amoniaco. El material de los hilos puede variar sin cambiar el procedimiento de fabricación.

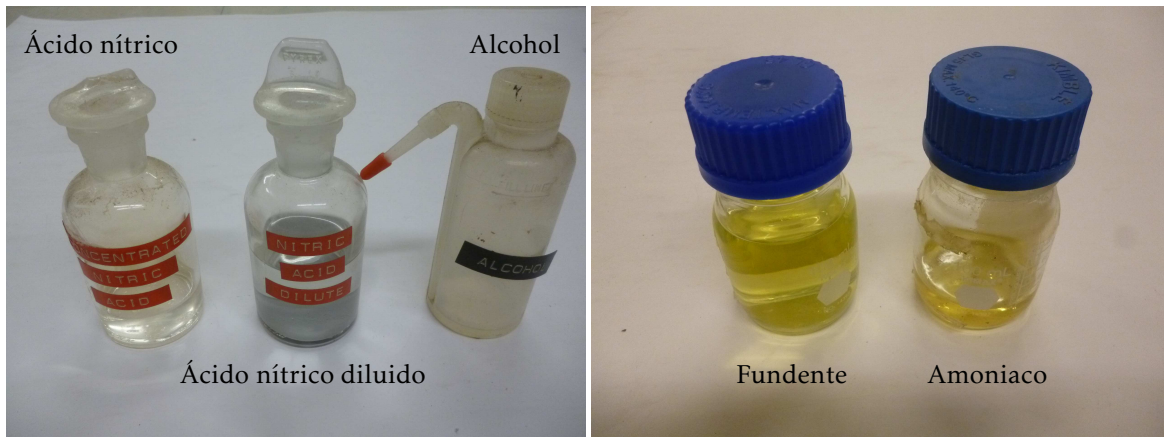


Figura 2.21: Ácidos, alcohol y fundente.

- Encender el soldador, configurarlo con una entrada entre 110 y 120 V. Una vez caliente, eliminar con la lija de agua los residuos de soldadura de trabajos previos para evitar contaminación en la nueva probeta.
- Ubicar la probeta en un soporte y limpiarla usando un hisopo previamente humedecido en tricloroetileno. El tricloroetileno es cancerígeno, así que evitar tomar o respirar niveles altos para prevenir efectos en el sistema nervioso, daño al hígado y a los pulmones. El tricloroetileno es usado para eliminar partículas de grasa, así que no tocar nuevamente con las manos las púas de la probeta.

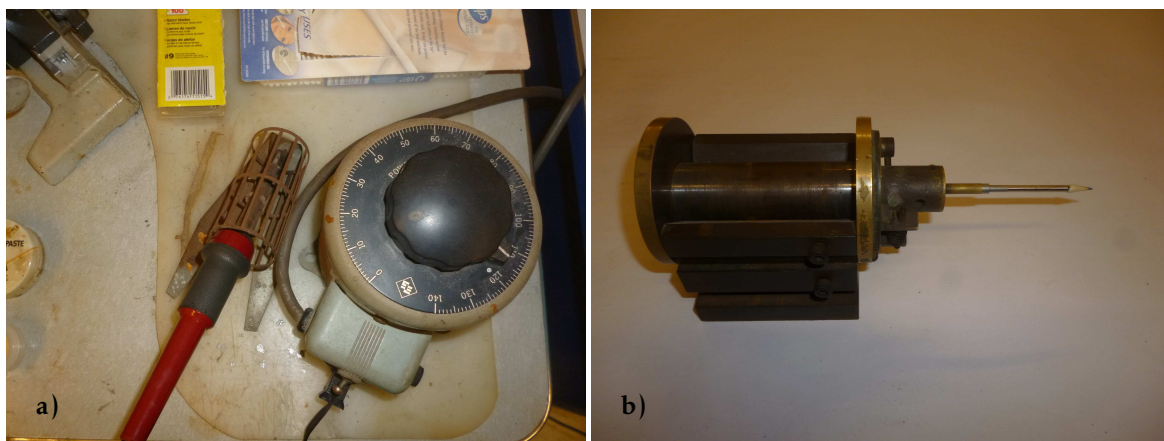


Figura 2.22: a) Soldador y b) portaprobetas.

- Ubicar la probeta y el soporte en el centro del campo de visión del microscopio.
sugerencia: practicar la visión binocular en el microscopio, para tener una buena percepción de la profundidad, esencial para la elaboración de los hilos; ajustar la distancia entre los oculares del microscopio para que coincida con la distancia entre los ojos. Es importante tener confianza en saber dónde estará su instrumento soldador con respecto a la probeta. Trabajar siempre con buena iluminación.



Figura 2.23: Microscopio con portaprobetas.

- Usando una varita de metal cubrir las púas de la probeta con una gotita de fundente; luego colocar un hemisferio de soldadura con el soldador en el extremo final de la púa. Esto se repite para cada púa que tenga la probeta. Ver figura 2.24 para identificar la posición y forma correcta de los hemisferios de soldadura sobre las púas.
- Cubrir los hemisferios con una pequeña cantidad de pasta de soldadura.

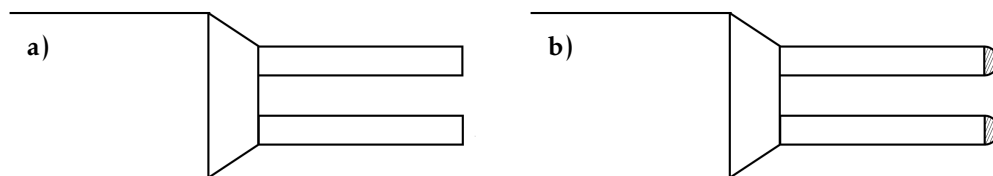


Figura 2.24: a) Condición inicial de la probeta después de realizar la adecuada limpieza y b) Probeta con hemisferio de soldadura en cada aguja.

- Tomar una hoja de afeitar y cortar el hilo con una distancia ligeramente mayor a la distancia de separación entre las púas. Ubicar el hilo entre las púas haciendo contacto con los hemisferios de soldadura. El hilo permanecerá en su lugar debido a la pasta aplicada anteriormente.
- Cubrir con fundente el punto de contacto entre los hemisferios de soldadura y el hilo.
- Tomar el soldador; ubicarlo cerca a los hemisferios de soldadura sin tocarlos. Por el calor de conducción los hemisferios de soldadura se derretirán en las púas y sellarán el alambre. El objetivo es llevar el hilo dentro del hemisferio de soldadura, a veces este se deslizará sobre la parte superior o inferior del hemisferio, si esto ocurre se deberá repetir el proceso. Es posible mejorar o corregir la conexión entre púa e hilo usando fundente y recalentando. Una vez soldada correctamente púa e hilo, se repite el procedimiento con las púas restantes.

El hilo deberá ser el primer elemento de la probeta que entre en contacto con el fluido. Ver figura 2.25 para identificar la posición del hilo antes y después de realizar la soldadura hilo-hemisferio.

- Usar la hoja de afeitar para recortar el exceso de hilo, luego limpiar la probeta y el hilo con un hisopo humedecido con alcohol.

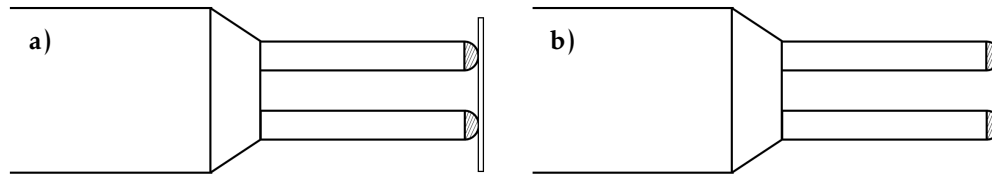


Figura 2.25: a) Posición hilo-soldadura antes de soldar y b) Posición hilo-soldadura después de soldar.

- Tomar el multímetro, un soporte para la probeta y cables conectores y construir un circuito con dichos elementos. Si la soldadura está bien hecha, se deberá leer una resistencia de alrededor de 0.5Ω en el multímetro.
- Posicionar la probeta paralela al piso, girar el soporte de la probeta si es necesario.

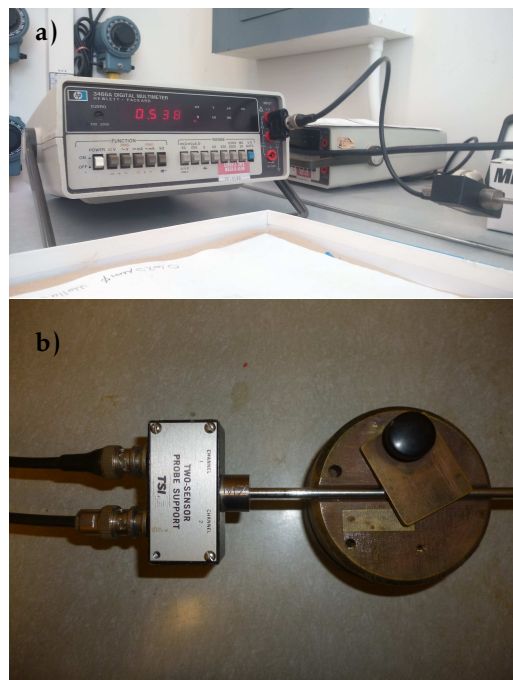


Figura 2.26: a) Multímetro y b) soporte.

- Usando un tubo capilar poner una gota de ácido nítrico diluido (50% de agua destilada) en un alambre en forma de gancho. No puede existir una reacción química entre el alambre y el ácido nítrico, si ocurre, cambie el material del alambre. Este alambre deberá estar sostenido también por un soporte adecuado.
- Posicionar el gancho bajo el hilo y centrarlo con respecto a las púas.
- Acercar el gancho a la probeta hasta que la gota de ácido rodee completamente el hilo, asegurarse que el hilo no esté en contacto con el gancho. El ácido nítrico reaccionará y corroerá el recubrimiento del hilo. La resistencia del hilo comenzará a aumentar una vez el ácido nítrico entre en contacto con el núcleo del hilo y su diámetro comenzará a disminuir.



Figura 2.27: Soporte para el alambre usado en el ataque químico.

- El ataque químico se completa al alcanzar una resistencia total, R_{total} , de $20\ \Omega$ para un hilo de platino. La resistencia final si variará de acuerdo al material del hilo empleado. Una vez es alcanzado el valor de resistencia deseado el hilo es meticulosamente limpiado con amoníaco para neutralizar los efectos del ácido nítrico.

La figura 2.28 muestra un esquema del montaje realizado para realizar el ataque químico y una vista final de la probeta una vez se ha alcanzado la resistencia deseada.

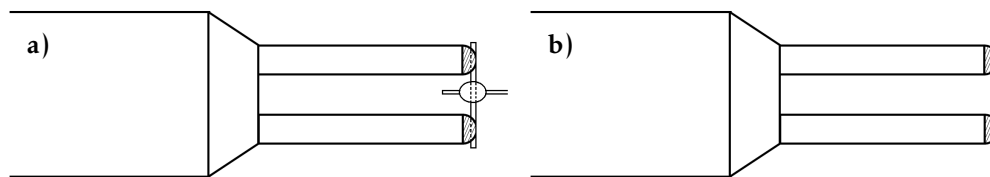


Figura 2.28: a) Posición gota de ácido nítrico con respecto al hilo y b) Probeta con hilo después del ataque químico.

- Tostar la probeta. Este paso consiste en hacer circular una corriente constante a través del alambre por 12 horas, como si el hilo estuviera realmente operando, para terminar de neutralizar los efectos del ácido nítrico y evitar la oxidación del hilo. Una vez se ha tostado, el hilo está listo para pruebas iniciales. Los hilos calientes estándar operan normalmente con un relación de sobrecalentamiento, α , entre 1,6 y 1,7.

$$R_{operacin} = \alpha \times R_{total} \quad (2.1)$$

En el caso de una probeta de dos hilos, debe repetir todos los pasos anteriores para el segundo hilo. Se debe ser extremadamente cuidadoso con su manipulación, cualquier movimiento brusco podría reventar el hilo o hilos, que luego del ataque químico son más delgados que un cabello humano; una vez roto no puede reutilizarse. El proceso de fabricación deberá comenzar desde cero.

Rotura del sensor Aunque una probeta de hilo caliente es un instrumento muy delicado, si se maneja cuidadosamente puede durar muchos meses o años. Para estudios de flujos de aire de baja velocidad la causa más común de la rotura del sensor es el manejo incorrecto por parte de manos inexpertas. Para evitar pérdidas de tiempo y reparaciones costosas, los investigadores deben ser cuidadosamente capacitados en la manera segura de quitar y reemplazar los sensores de su estuche y de los soportes usados en su proceso de fabricación y toma de datos. También la colocación de un sensor de hilo caliente en un orificio estrecho o a través de un agujero de montaje se debe hacer siempre usando un sistema de guía especialmente diseñado para tal uso. Insistiendo en estas instrucciones simples, se puede reducir la rotura manual de los sensores de manera notable. La rotura del sensor también puede ocurrir debido a un sobrecalentamiento cuando se fija esta

relación demasiado alta, o debido a un proceso de envejecimiento cuando el sensor se opera frecuentemente con un factor de sobrecalentamiento alto. En flujos de alta velocidad, los sensores pueden ser dañados o rotos debido al impacto de partículas relativamente finas por lo que todos los túneles de viento empleados con fines de investigación deben contar con filtros de aire adecuados.



Figura 2.29: Foto real de una probeta X con ambos hilos.

2.4.3.2. Calibración

La calibración es el procedimiento mediante el cual se relaciona la velocidad del flujo con el voltaje necesario para mantener el hilo a la temperatura fijada dentro del flujo. El proceso de calibración se lleva a cabo mediante la exposición del hilo o hilos a un conjunto de velocidades conocidas, U , para conocer el valor de los voltajes, E . Un ajuste de la curva por los puntos (E^2, U) representa la función de transferencia para ser luego utilizada en la conversión de los registros de datos de los voltajes en las velocidades. La calibración puede llevarse a cabo ya sea en un calibrador para probetas, que normalmente es un dispositivo especial que genera un chorro libre de baja turbulencia, cuya velocidad se calcula con base en la caída de presión en su salida, o en un túnel de viento con un tubo pitot estático como la referencia de velocidad.

La velocidad del flujo se puede relacionar con el voltaje proporcionado por el anemómetro mediante la ley de King (Bruun (1995)),

$$U = \left[\frac{(E^2 - A)}{B} \right]^{1/Z} \quad (2.2)$$

donde E es el voltaje de salida del anemómetro, U es la velocidad del flujo y las constantes A , B y Z son constantes de calibración a ser determinadas mediante el ajuste de la curva por los puntos (E^2, U) .

El sistema de calibración utilizado se compone de una unidad de flujo y un módulo de calibración que permite realizar calibraciones entre 0,02 y 30 m/s. El aire entra en la unidad de flujo a través de un filtro y un regulador de presión externo. Otro regulador de mayor precisión asegura que la presión en el interior de la unidad de flujo permanezca estable. Mediante válvulas de control se ajusta el flujo de masa de forma discreta. El aire llega a una cámara de remanso antes de abandonar la unidad de flujo por la tobera, figura 2.30, donde se genera un chorro libre uniforme con una baja turbulencia. El sistema tiene una precisión de ± 1 y una repetitividad de $\pm 0,2\%$; la unidad de flujo dispone además de un transductor de presión diferencial, figura 2.31, y un

transductor de presión absoluta. Los datos de la presión y del voltaje necesario para que el sensor permanezca a temperatura constante son almacenados de manera manual.



Figura 2.30: Tobera de salida.



Figura 2.31: Transductor de presión Validyne Modelo CD23.

Para la calibración, la probeta se posiciona en un mecanismo de sujeción especial localizado en la parte superior de la unidad de flujo, tal y como se muestra en la figura 2.32. La probeta debe ser montada sobre el mecanismo de sujeción en la misma orientación que será usada durante la toma de los datos final.

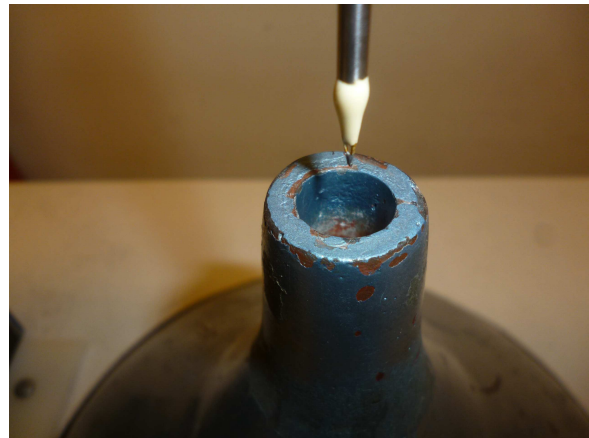


Figura 2.32: Vista en detalle de la posición relativa de la probeta con respecto a la salida de la tobera.

La velocidad en la salida de la tobera se obtiene con la ecuación de Bernoulli, donde la densidad del aire es calculada mediante las relaciones de gases ideales.

La tabla 2.1 recopila los datos de presión y voltaje de una calibración para una probeta en U y la figura 2.33 muestra la curva de calibración resultante de los valores recopilados,

Presión [Pulgadas de agua]	Voltaje [V]
0,94	2,571
2,99	2,683
4,98	2,740
7,10	2,786
9,01	2,812
11,04	2,840
13,00	2,861
15,00	2,890
17,05	2,899
19,16	2,917
20,2	2,924
24,9	2,957
29,3	2,981
35,0	3,009
40,5	3,033
46,6	3,056
50,2	3,069
60,7	3,101
70,9	3,154
90,5	3,174

Tabla 2.1: Presiones y voltajes para calibración de probeta en U.

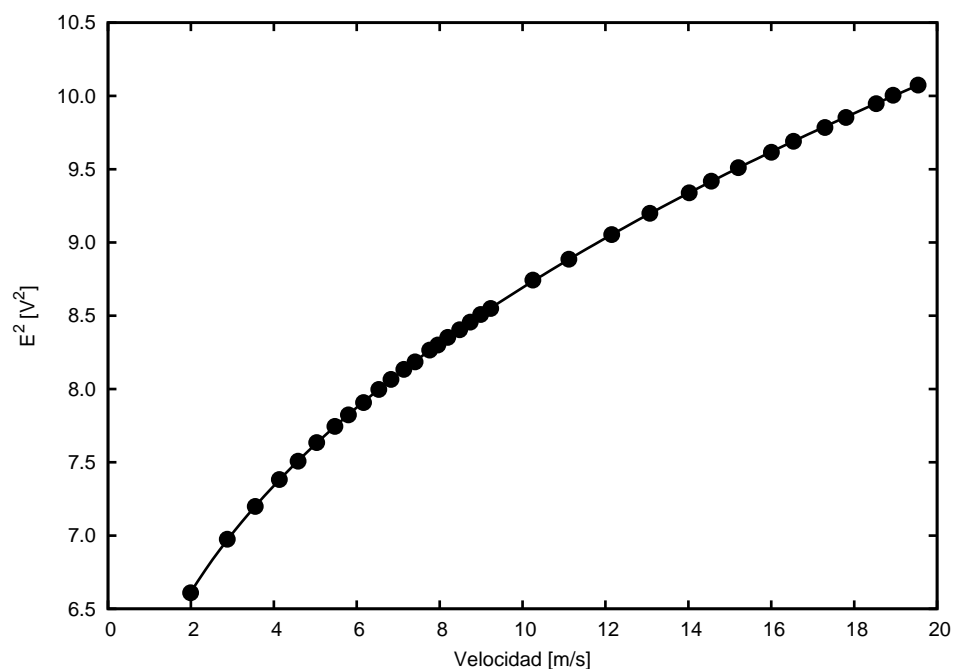


Figura 2.33: Curva de calibración para una probeta en U.

Las constantes A, B y Z de calibración son 4,51, 1,57 y 0,43, respectivamente, y fueron obtenidos simultáneamente mediante una regresión lineal por mínimos cuadrados.

La tabla 2.2 recopila los datos de presión y voltaje de una calibración para una probeta en X y la figura 2.34 muestra la curva de calibración resultante,

Presión [Pulgadas de agua]	Voltaje 1 [V]	Voltaje 2 [V]
1,01	2,122	2,000
3,02	2,207	2,079
4,93	2,250	2,119
7,08	2,285	2,151
9,10	2,310	2,174
11,02	2,330	2,193
13,07	2,348	2,210
15,28	2,366	2,225
18,20	2,386	2,244
20,2	2,398	2,255
25,0	2,422	2,278
31,0	2,450	2,302
35,4	2,466	2,318
41,1	2,485	2,335
45,1	2,498	2,347
50,6	2,513	2,361
60,0	2,535	2,381
70,5	2,557	2,402
90,1	2,592	2,434

Tabla 2.2: Presiones y voltajes para calibración de probeta en X.

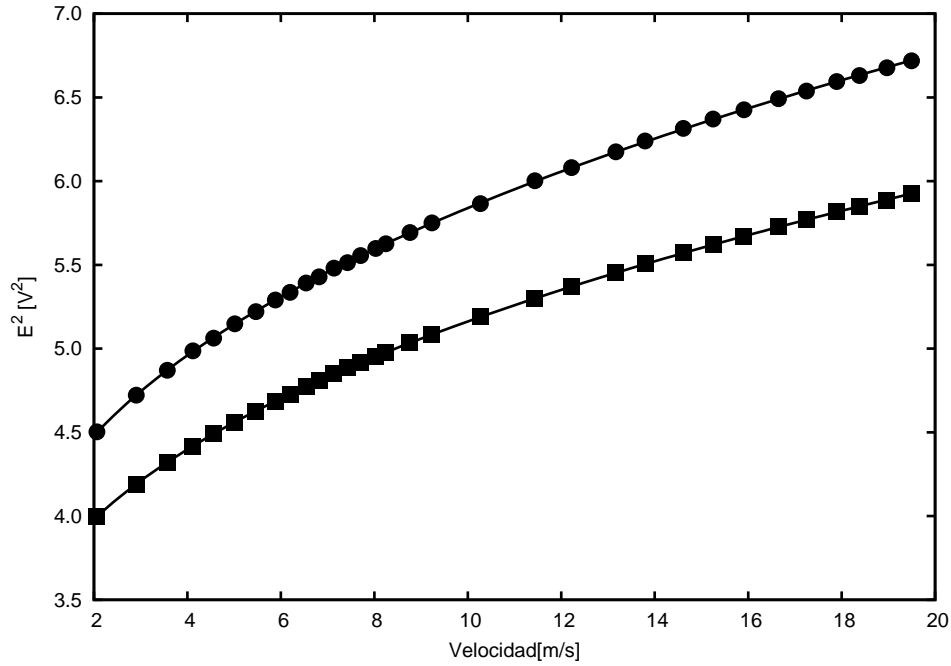


Figura 2.34: Curva de calibración para probeta en X. Los símbolos son: ●, hilo 1 (voltaje 1) y ■, hilo 2 (voltaje 2)

Las constantes A, B y Z de calibración para el hilo 1 (voltaje 1) son 3,01, 1,11 y 0,41, respectivamente; para el hilo 2 (voltaje 2) las constantes A, B y Z son 2,68, 0,99 y 0,40, respectivamente.

Para las probetas con hilos inclinados, como es el caso de la probeta en X, es necesario realizar una calibración direccional, que permite obtener los ángulos de dirección efectivos, θ , de cada hilo, que se utilizan en el procesamiento de los datos para descomponer las velocidades capturadas en las componentes longitudinal U y transversal V , por lo que también se dispone de un manipulador para realizar esta calibración, figura 2.36, que permite que las probetas puedan rotar en cualquier combinación de ángulos permaneciendo el sensor en la misma posición con respecto al chorro libre; esta metodología de calibración para la obtención de los ángulos efectivos fue propuesta por Browne et al. (1988).

Descripción de la metodología para la determinación del ángulo efectivo

1. Fijar la velocidad del flujo de salida del chorro libre en el valor correspondiente a la velocidad que será usada en el túnel de viento durante la adquisición de los datos, por ejemplo 6 m/s, y tomar nota del valor del voltaje de salida del anemómetro, E_1 ; esta medición corresponde a un ángulo de inclinación de 0° y a una velocidad U_1 .
2. Con la ayuda del manipulador girar la probeta un ángulo positivo, θ_{yaw} , y tener en cuenta el nuevo voltaje de salida, E_2 , que generará una velocidad U_2 . El ángulo positivo, θ_{yaw} , es aquel en el cual el ángulo entre la velocidad de salida del chorro libre y la normal de alguno de los hilos aumenta, figura 2.35.

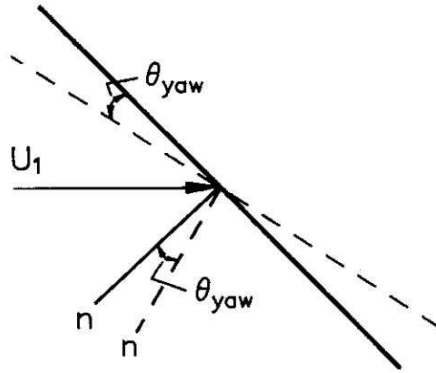


Figura 2.35: Posición relativa del hilo con respecto a la velocidad U_C . Fuente: Browne et al. (1988).

3. Asumiendo que el voltaje de salida del anemómetro es el mismo en ambos casos de medición, $E_1 = E_2$, se propone que la velocidad efectiva sobre el hilo usando U_1 con el hilo en la posición $\theta + \theta_{yaw}$ es la misma que la velocidad efectiva usando la velocidad U_2 con el hilo en la posición θ , es decir,

$$U_1 f(\theta + \theta_{yaw}) = U_2 f(\theta) \quad (2.3)$$

Champagne et al. (1970) y Jorgensen (1971) propusieron que $f(\theta)$ de la ecuación 2.3, tiene la forma:

$$f(\theta) = [\cos^2(\theta) + k^2 \sin^2(\theta)]^{1/2} \quad (2.4)$$

donde k^2 no es constante y varía según los valores de velocidad y la orientación del chorro libre. Para ángulos θ_{yaw} entre 0 y 60°, se obtienen buenos resultados trabajando con un valor fijo, normalmente varían entre 0,01 y 0,04.

Sustituyendo la ecuación 2.4 en la ecuación 2.3, se obtiene que:

$$U_1 [\cos^2(\theta_1 + \theta_{yaw}) + k^2 \sin^2(\theta_1 + \theta_{yaw})]^{1/2} = U_2 [\cos^2(\theta_1 + k^2 \sin^2(\theta_1))]^{1/2} \quad (2.5)$$

Usando el valor seleccionado para k^2 , la ecuación 2.5 puede ser resuelta para obtener el ángulo efectivo para un particular θ_{yaw} usado en el paso 2.

4. Los pasos 2 y 3 pueden repetirse para diferentes ángulos, se sugieren 4, 8, 12, 16 y 20°, e incluso incluir ángulos negativos, θ_{pitch} , -4, -8, -12, -16 y -20°; El ángulo negativo es aquel en el cual el ángulo entre la velocidad de salida del chorro libre y la normal del mismo hilo del paso ii) ahora disminuye.

El ángulo efectivo final será el promedio de todos los ángulos efectivos hallados para cada ángulo θ_{yaw} y θ_{pitch} .

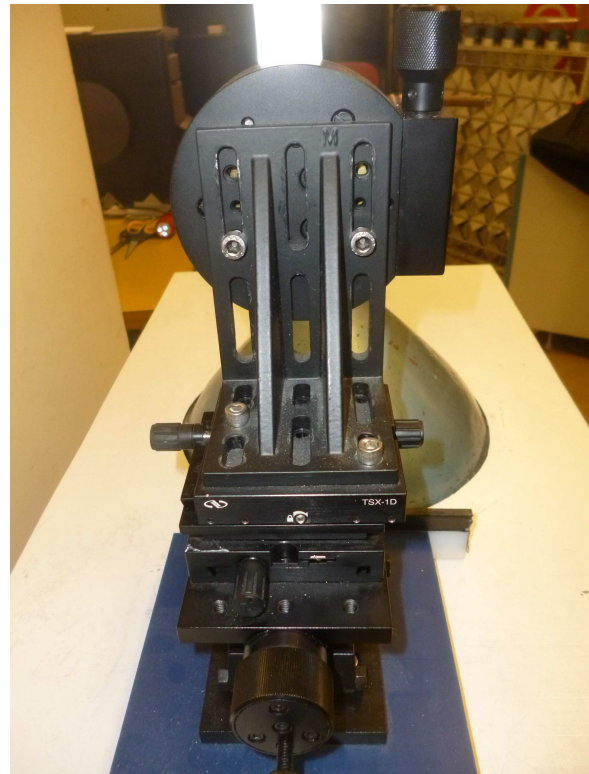


Figura 2.36: Mecanismo de sujeción para calibración direccional.

La tabla 2.3 muestra un conjunto de datos de una calibración direccional para una probeta X. La calibración fue realizada para una velocidad media de 6 m/s donde el ángulo efectivo, θ , para e hilo 1 fue de $37,59^\circ$ mientras que para el hilo 2 fue de $37,78^\circ$.

Ángulo	Voltaje 1 V	Voltaje 2 V
0°	2,354	2,216
4°	2,342	2,225
8°	2,327	2,235
12°	2,312	2,243
16°	2,296	2,250
20°	2,279	2,256
-4°	2,363	2,206
-8°	2,374	2,192
-12°	2,382	2,179
-16°	2,389	2,162
-20°	2,394	2,150

Tabla 2.3: Calibración direccional para probeta en X.

La figura 2.37 muestra la variación de la velocidad para cada ángulo θ_{yaw} y θ_{pitch} para una probeta X. La calibración fue realizada para una velocidad de 6 m/s.

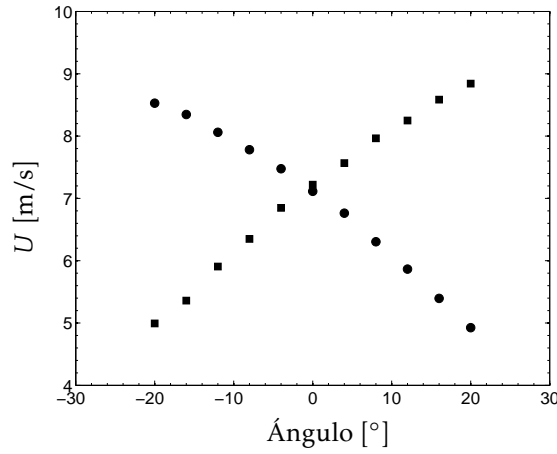


Figura 2.37: Calibración direccional para una probeta X para una velocidad de 6 m/s. Los símbolos son: ●, para el hilo 1 (voltaje 1) y ○, para el hilo 2 (voltaje 2).

2.5. Adquisición de los datos experimentales

La adquisición del voltaje de salida del anemómetro de hilo caliente es un paso determinante en la medición y muy importante para el futuro tratamiento de los datos. El voltaje de salida es una señal continua y analógica. Para poder trabajar con la señal digital es necesario realizar inicialmente el muestreo, es decir, adquirir una serie temporal de los valores de la señal original a través de la tarjeta de conversión analógica a digital (A/D). Los parámetros que definen la adquisición de datos de una tarjeta A/D son: a) tasa de muestreo: f_a , determina el intervalo de tiempo en el cuál las muestras consecutivas de la señal analógica serán adquiridas; b) número de muestras, n_a , determina el número de puntos de la serie temporal. Estos dos parámetros determinan el tiempo de adquisición, t_a , necesario para digitalizar la serie temporal. La relación entre estos dos parámetros está dada por la siguiente ecuación:

$$t_a = n_a / f_a \quad (2.6)$$

Los valores para f_a y n_a dependen principalmente del experimento específico, el análisis de datos requerido (valores promedio en función del tiempo y/o análisis espectral), la memoria de la computadora disponible y de un nivel de incertidumbre aceptable. El análisis de los valores promedio en función del tiempo, tal como la velocidad media y la raíz media cuadrática de la velocidad, requieren de muestreos no correlacionados, los cuales pueden ser conseguidos cuando el tiempo entre muestras es por lo menos dos veces más grande que la integral de la escala de tiempo de las fluctuaciones de la velocidad. Por su parte, el análisis espectral requiere que la razón de muestreo sea por lo menos el doble de la frecuencia de fluctuación más alta que ocurre en el flujo, $f_a = 2f_{max}$.

Para la adquisición de los datos se utilizó una placa de 16 bits, el tamaño de la muestra fue de 1638400 datos por cada velocidad U_0 y cada localización; debido al elevado volumen de datos experimentales recogidos, se procedió a su reducción mediante técnicas estadísticas para ser analizada en el dominio del tiempo y de la frecuencia, este proceso de reducción condujo a obtener en cada punto de medición un sólo valor característico por cada variable de interés. Los datos reducidos fueron después guardados en un archivo específico en la computadora para su presentación gráfica o para exportarlos y manipularlos con otros software. Por ejemplo, cuando el túnel de viento desarrolló una velocidad de 6 m/s y se tenía instalada una malla activa al inicio de la sección de prueba, la frecuencia más alta en el flujo en la primera posición de medición fue de 30900 Hz por lo que el tiempo de adquisición fue de $t_a = 26,51$ seg; para la misma velocidad y en la primera posición de medición, pero ahora con una malla pasiva, la frecuencia fue de 7210 Hz y el tiempo de adquisición de datos fue de $t_a = 113,61$ seg.

CAPÍTULO 3

CARACTERÍSTICAS DEL FLUJO

La turbulencia fue generada en un túnel de viento horizontal, de succión y de circuito abierto de $91 \times 91 \text{ cm}^2$ de sección transversal y 9,1 m de longitud, descrito con mayor detalle en el capítulo 2. En la entrada de la sección de pruebas se ubicaron dos tipos de malla, una malla pasiva y una activa, la geometría y características de ambas mallas también fueron descritas en detalle en el capítulo 2. El espacio entre las barras que conforman la malla, longitud de malla, es de 10,16 cm para la malla pasiva y de 12,1 cm para la malla activa, proporcionando una sección de prueba de $8,95 \times 8,95M$ y $7,5 \times 7,5M$, respectivamente.

Durante la primera parte del estudio se usó la malla pasiva y se midieron velocidades del viento, U_0 , de 3,6 y 12 m/s, se tomaron mediciones para distancias entre $x = 482 \text{ mm}$ hasta $x = 6070 \text{ mm}$, donde la distancia $x = 0$ corresponde a la ubicación de la malla; y para la segunda parte, se usó la malla activa con velocidades U_0 de 3,6 y 9 m/s para distancias entre $x = 3530 \text{ mm}$ y $x = 7086 \text{ mm}$. U_0 fue medida con un tubo Pitot al final del túnel.

Las mediciones de velocidad se realizaron con anemómetros de hilo caliente. Los hilos calientes de configuración X midieron simultáneamente las componentes longitudinal y transversal de la velocidad (U y V , respectivamente). Los hilos fueron fabricados con una aleación de platino y rodio (al 10%), tenían un diámetro de $2,54 \mu\text{m}$ y una relación de diámetro-longitud de aproximadamente 200.

Los hilos se conectaron a un anemómetro de temperatura constante Dantec 55M01 con una relación de sobrecalentamiento de 1,6. La señal se hizo pasar por una unidad de filtro de paso alto y bajo; el filtro de paso alto se fijó en 0,01 Hz y el filtro paso bajo varió entre 1200 y 16000 Hz en función del número de Reynolds local R_λ , con el objetivo de eliminar el ruido de baja y alta frecuencia. Los datos se digitalizaron usando un convertidor a 16 bit A/D, 137 mediciones fueron adquiridas por cada velocidad U_0 , en cada medición se registraron 1638000 muestras. Las muestras fueron tomadas al doble de la frecuencia de corte de paso bajo utilizado. Para la calibración del hilo caliente se usó un chorro de aire laminar utilizando el enfoque de ángulo efectivo de Browne et al. (1988).

3.1. Homogeneidad e isotropía del flujo

La homogeneidad fue analizada tomando mediciones en dirección transversal al flujo en diferentes posiciones x para las 2 mallas. La figura 3.1 muestra las variaciones transversales de la velocidad media $\langle U \rangle$ normalizada por la velocidad del viento U_0 como función de la posición transversal y para diferentes posiciones x para malla pasiva y activa. Las distancias x y y fueron normalizadas por el tamaño de malla M . La coordenada $y = 0$

corresponde al centro del túnel. La sección de prueba para la malla pasiva comenzó en $x/M = 4,75$ mientras que para la malla activa la sección inició en $x/M = 29,18$.

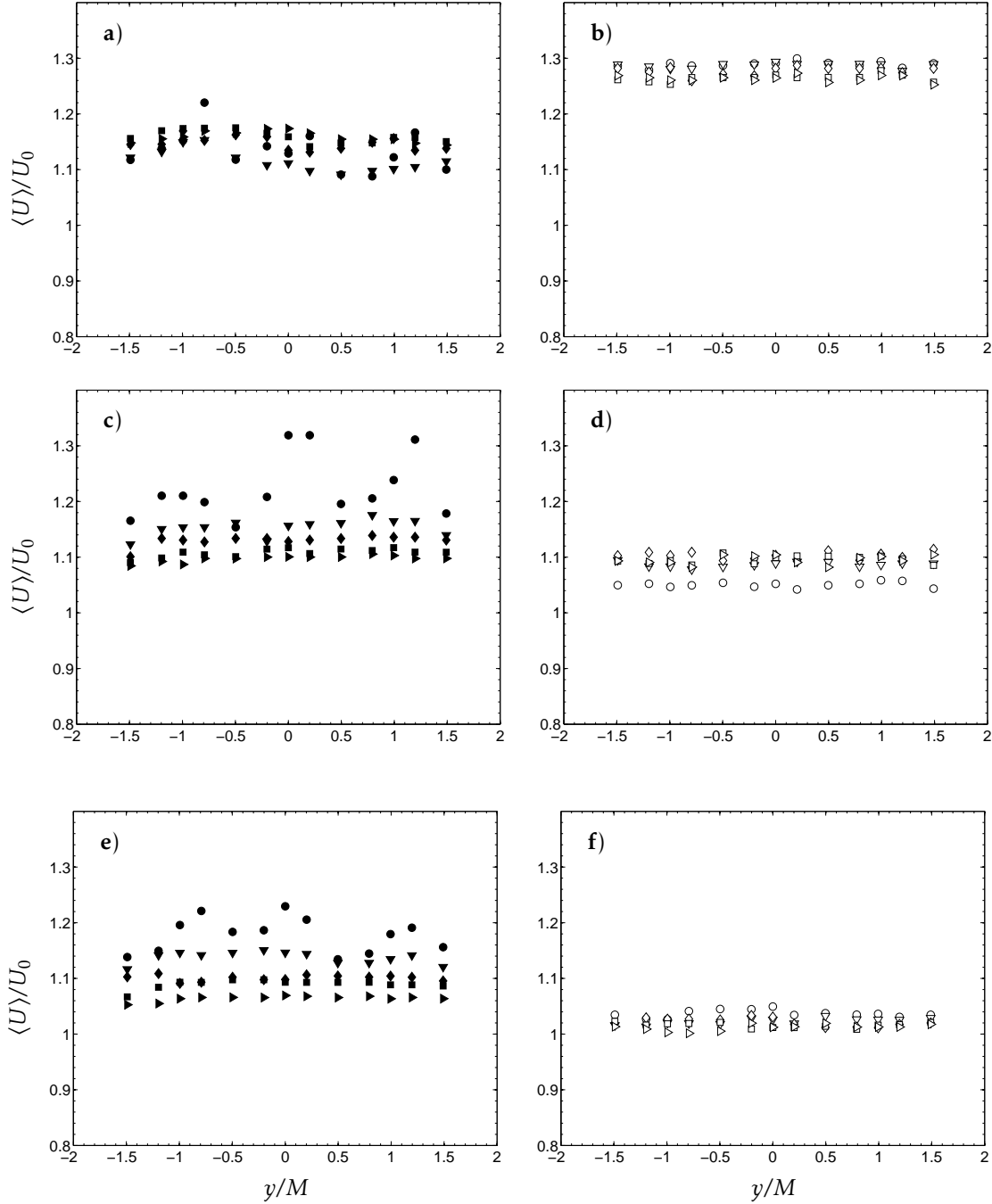


Figura 3.1: Distribución transversal de $\langle U \rangle / U_0$ como función de y/M para a) malla pasiva con $U_0 = 3$ m/s, b) malla activa con $U_0 = 3$ m/s, c) malla pasiva con $U_0 = 6$ m/s, d) malla activa con $U_0 = 6$ m/s, e) malla pasiva con $U_0 = 12$ m/s y f) malla activa con $U_0 = 9$ m/s. Los símbolos para la malla pasiva son: \bullet , $x/M = 4,75$; \blacktriangledown , $x/M = 9,75$; \blacklozenge , $x/M = 14,75$; \blacksquare , $x/M = 19,75$; \blacktriangleright , $x/M = 44,75$ y los símbolos par la malla activa son: \circ , $x/M = 29,18$; ∇ , $x/M = 33,38$; \diamond , $x/M = 37,58$; \square , $x/M = 41,77$; \triangleright , $x/M = 45,97$.

La figura 3.2 muestra la intensidad de la turbulencia, IT también como una función de la posición transversal

y para ambos tipos de malla. La intensidad de la turbulencia es la energía total de las fluctuaciones y es expresada en términos del valor medio cuadrático de la velocidad u' o u_{rms} (rms, por sus siglas en inglés *root mean square*) normalizada por la velocidad U_0 , $IT = (u'/U_0)$, donde $u' = \sqrt{\langle u^2 \rangle}$.

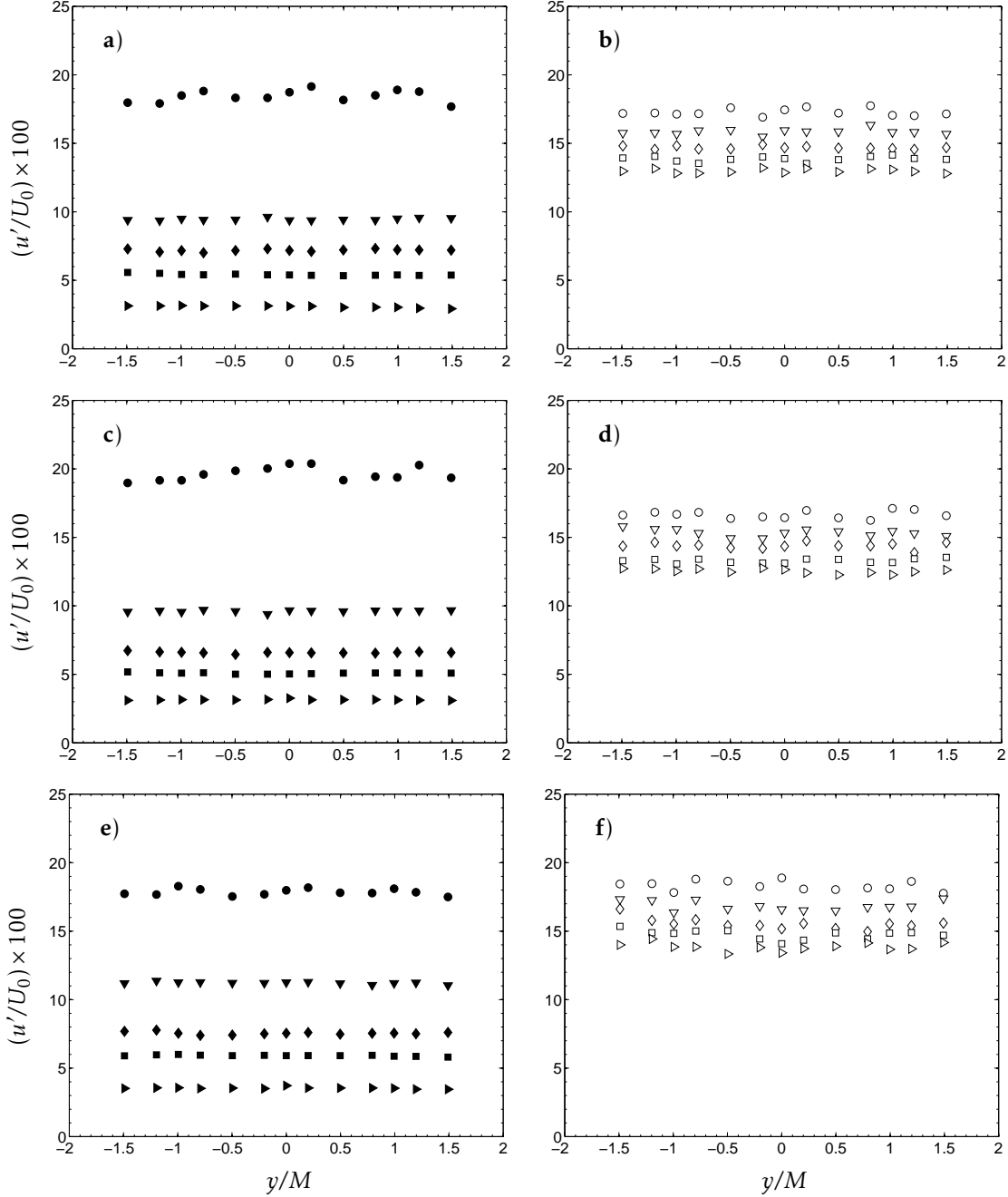


Figura 3.2: Distribución transversal de la intensidad de la turbulencia como función de y/M para a) malla pasiva con $U_0 = 3$ m/s, b) malla activa con $U_0 = 3$ m/s, c) malla pasiva con $U_0 = 6$ m/s, d) malla activa con $U_0 = 6$ m/s, e) malla pasiva con $U_0 = 12$ m/s y f) malla activa con $U_0 = 9$ m/s. Los símbolos para la malla pasiva son: \bullet , $x/M = 4,75$; \blacktriangledown , $x/M = 9,75$; \blacklozenge , $x/M = 14,75$; \blacksquare , $x/M = 19,75$; \blacktriangleright , $x/M = 44,75$ y los símbolos para la malla activa son: \circ , $x/M = 29,18$; ∇ , $x/M = 33,38$; \diamond , $x/M = 37,58$; \square , $x/M = 41,77$; \triangleright , $x/M = 45,97$.

La figura 3.1 muestra que los perfiles transversales de la velocidad media normalizada en la malla pasiva son

no homogéneos cerca a la malla, pero esta falta de homogeneidad disminuyó con el aumento de x . $x/M = 4,75$ es la posición medida más cercana a la malla, en esta posición los perfiles fueron no homogéneos. Esta falta de homogeneidad cerca de la malla fue estudiada en detalle por Ertunç et al. (2010), quienes decían que esta falta de homogeneidad disminuía a medida que la distancia a la malla aumentaba. Las variaciones más pronunciadas, que implican mayor inhomogeneidad, se generaron en la malla pasiva para la velocidad $U_0 = 6$ m/s en donde la relación $\langle U \rangle / U_0$ tomó valores de 1,10 y 1,32 en $x/M = 44,75$ y $x/M = 4,75$, respectivamente, mientras que para las otras dos velocidades de estudio, también para la malla pasiva, el valor máximo de $\langle U \rangle / U_0$ fue de sólo 1,23 también alcanzado en $x/M = 4,75$ y el mínimo de 1,12 en $x/M = 44,75$.

En la posición $x/M = 19,75$ para las velocidades U_0 de 6 y 12 m/s en la malla pasiva, $\langle U \rangle / U_0$ tendió a 1,1, mientras que para U_0 de 3 m/s, $\langle U \rangle / U_0$ osciló entre 1,1 y 1,2. Esta inhomogeneidad cerca a la malla es causada por la formación de estelas al paso del aire a través de los agujeros de la malla.

Para las mediciones con malla activa no hubo inhomogeneidad en los perfiles transversales de la velocidad media porque las mediciones se realizaron a mayores distancias de la malla ($29,18 < x/M < 45,97$), la relación $\langle U \rangle / U_0$ fue muy similar en las cinco posiciones x/M medidas en cada velocidad. Para la posición $x/M = 45,97$ esta relación tendió a 1,26, 1,08 y 1,01 para las velocidades U_0 de 3, 6 y 9 m/s, respectivamente, lo que indicó que cuanto mayor fue U_0 más cercano fue $\langle U \rangle / U_0$ a la unidad.

La intensidad de la turbulencia también disminuyó con la distancia a la malla, figura 3.2. Para la posición $x/M = 4,75$ la intensidad fue de alrededor 18% para las 3 velocidades de prueba en malla pasiva y disminuyó hasta un 3% ($x/M = 44,75$) en un espacio de 4,15 m. En la malla activa, entre la posición inicial y la final hubo una variación de intensidad de tan sólo 4%, en un espacio de 2,03 m, por lo que la turbulencia no se debilitó tan rápidamente como en la malla pasiva.

Para evaluar la distancia desde la malla donde las inhomogeneidades son realmente despreciables, se introduce el factor de isotropía, que es la relación de las raíces medias cuadráticas de las fluctuaciones de la velocidad longitudinal y transversal, u'/v' , donde $v' = \sqrt{\langle v^2 \rangle}$; el factor de isotropía deberá ser 1,0 cuando el flujo es isotrópico.

En experimentos previos con mallas activas se reportaron valores de u'/v' cercanos a 1,21 (Mydlarski y Warhaft (1996)) y para mallas pasivas valores de 1,1 o ligeramente menores (Sirivat y Warhaft (1983)). Valente y Vassilicos (2011) han obtenido en sus experimentos con mallas pasivas fractales valores de anisotropía en el rango de 1,10 y 1,15; Krogstad y Davidson (2011) han reportado valores de u'/v' cercanos a 1,1 para sus redes pasivas multiescala. La figura 3.3 muestra el factor de isotropía como función de la posición transversal y para ambos tipos de malla. El factor de isotropía fue de aproximadamente 1,05 para la malla pasiva y de 1,11 para la malla activa, que son valores muy cercanos a los valores de referencia. Este factor disminuyó al aumentar U_0 y fue constante en todo el rango de medición, lo que indica que es independiente de la posición x/M .

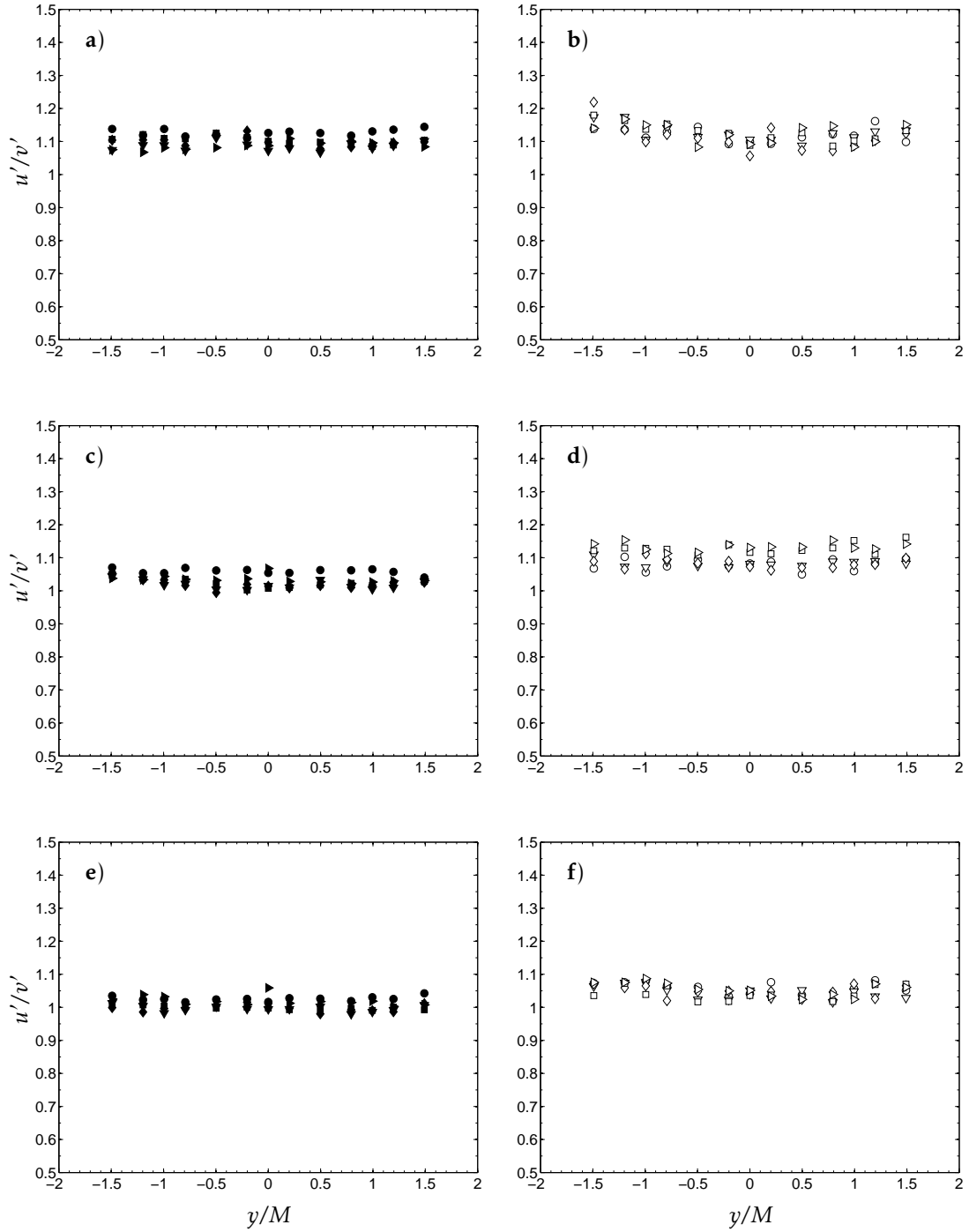


Figura 3.3: Factor de isotropía como función de y/M para a) malla pasiva con $U_0 = 3$ m/s, b) malla activa con $U_0 = 3$ m/s, c) malla pasiva con $U_0 = 6$ m/s, d) malla activa con $U_0 = 6$ m/s, e) malla pasiva con $U_0 = 12$ m/s y f) malla activa con $U_0 = 9$ m/s. Los símbolos para la malla pasiva son: \bullet , $x/M = 4,75$; \blacktriangledown , $x/M = 9,75$; \blacklozenge , $x/M = 14,75$; \blacksquare , $x/M = 19,75$; \blacktriangleright , $x/M = 44,75$ y los símbolos para la malla activa son: \circ , $x/M = 29,18$; ∇ , $x/M = 33,38$; \diamond , $x/M = 37,58$; \square , $x/M = 41,77$; \triangleright , $x/M = 45,97$.

La tabla 3.1 muestra los principales parámetros del flujo para diferentes posiciones x/M y diferentes velocidad U_0 para ambos tipos de malla.

	<i>Malla pasiva</i>						<i>Malla activa</i>					
U_0 (ms^{-1})	3		6		9		3		6		9	
$R_M = U_0 M / \nu$	19000		38000		71500		18000		40000		66000	
x/M	14,70	44,75	14,70	44,75	14,70	44,75	29,18	45,97	29,18	45,97	29,18	45,97
$\langle u^2 \rangle$ ($m^2 s^{-2}$)	0,04	0,01	0,15	0,04	0,49	0,12	0,16	0,09	0,70	0,42	2,52	1,26
$(u'/U_0) \times 100$	7,18	3,10	6,58	3,26	6,44	3,17	17,44	12,86	16,43	12,65	18,89	13,35
$R_\lambda = u' \lambda / \nu$	129	111	178	167	242	228	454	385	680	638	1084	868
$\lambda = [\langle u^2 \rangle / \langle (\partial u / \partial x)^2 \rangle]^{1/2}$ (mm)	9,58	19,19	7,25	13,68	5,35	10,20	17,53	20,17	12,57	15,32	10,60	12,00
$\eta = (\nu^2 / \langle (\partial u / \partial x)^2 \rangle)^{1/4}$ (mm)	0,43	0,92	0,28	0,54	0,17	0,34	0,42	0,52	0,25	0,31	0,16	0,21
$\epsilon = 15 \times \langle (\partial u / \partial x)^2 \rangle$ ($m^2 s^{-3}$)	0,11	0,01	0,65	0,04	3,99	0,27	0,12	0,05	1,03	0,41	5,21	2,03
$l = \langle u^2 \rangle^{3/2} / \epsilon$ (m)	0,082	0,142	0,086	0,152	0,086	0,155	0,531	0,517	0,569	0,651	0,766	0,694
u'/v'	1,09	1,08	1,02	1,07	1,01	1,06	1,08	1,13	1,04	1,05	1,10	1,09
$\langle (\partial u' / \partial t)^2 \rangle / \langle (\partial v' / \partial t)^2 \rangle$	0,53	0,50	0,49	0,48	0,49	0,48	0,61	0,60	0,58	0,55	0,57	0,55

Tabla 3.1: Parámetros del flujo. Sólo se presentan 12 casos representativos. La viscosidad cinemática, ν , es $1,55 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

3.2. Decaimiento de la energía

La figura 3.4 muestra la evolución longitudinal de R_λ como función de x/M para posiciones en el centro del túnel, $y/M = 0$, donde es evidente el incremento del número de Reynolds local para las mediciones hechas con la malla activa, permitiendo un rango de medición para R_λ entre 100 y 1200.

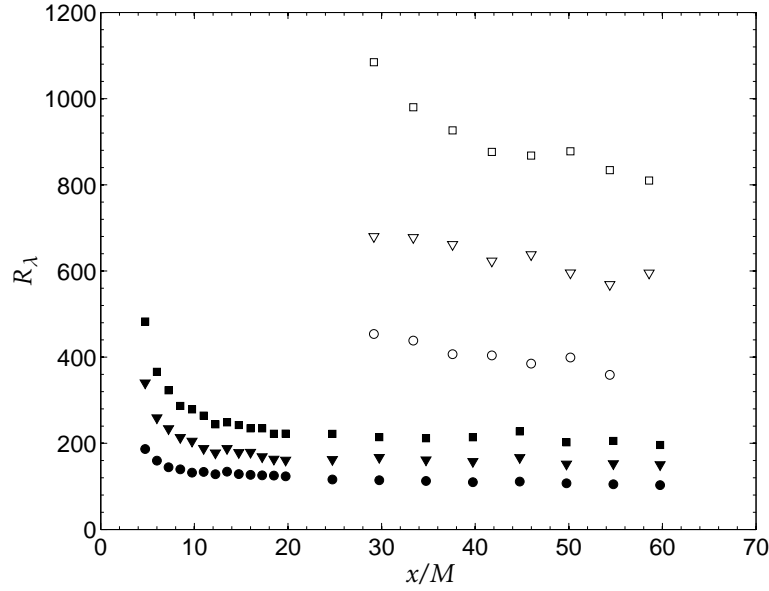


Figura 3.4: Evolución longitudinal del Número de Reynolds. Los símbolos son: ●, malla pasiva $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 19000$); ▼, malla pasiva $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 38000$); ■, malla pasiva $U_0 = 12$ m/s ($R_M = 71500$); ○, malla activa $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 18000$); ▽, malla activa $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 40000$); □, malla activa $U_0 = 9$ m/s ($R_M = 66000$).

La figura 3.5 muestra la evolución longitudinal de $\langle u^2 \rangle / U_0^2$ también en el centro del túnel. De la figura es posible diferenciar dos regiones de decaimiento, el campo cercano y el campo lejano. Los datos proponen que ambas regiones de decaimiento siguen una ley de potencia, y es expresada como:

$$\frac{\langle u^2 \rangle}{U_0^2} = A \left(\frac{x}{M} - \frac{x_0}{M} \right)^n \quad (3.1)$$

donde n es el exponente de decaimiento, A es una constante que depende de la geometría de la malla y del número de Reynolds de la malla, $R_M = U_0 M / \nu$; y x_0 es la posición del origen virtual.

De la figura 3.5 es posible identificar que el campo cercano (región de rápido decaimiento) inicia cuando $x/M \geq 4,75$ y se extiende hasta $x/M \sim 14,75$. La figura 3.6 muestra la evolución longitudinal de $\langle u^2 \rangle / U_0^2$ y $\langle v^2 \rangle / U_0^2$, para la malla pasiva cuando $U_0 = 6$ m/s y para la malla activa cuando $U_0 = 6$ m/s, mostrando que las fluctuaciones de las velocidades longitudinal, u , y transversal, v , decaen de forma similar.

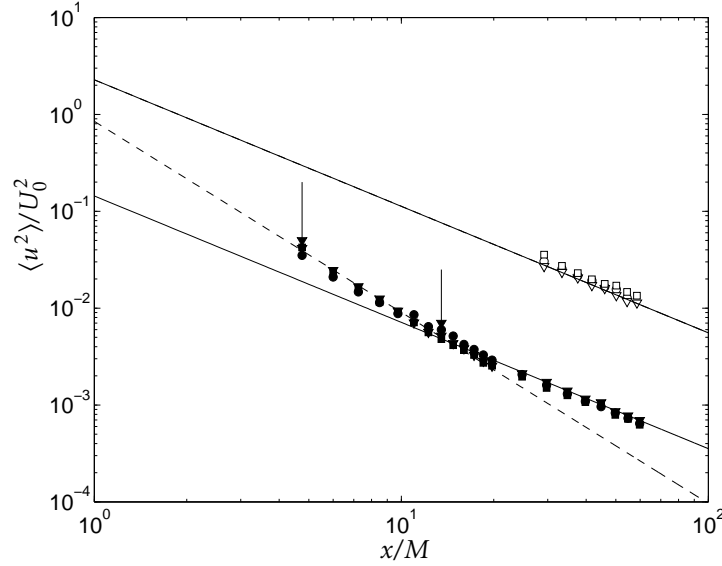


Figura 3.5: Evolución longitudinal de $\langle u^2 \rangle / U_0^2$. Los símbolos son: \bullet , malla pasiva $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 19000$); \blacktriangledown , malla pasiva $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 38000$); \blacksquare , malla pasiva $U_0 = 12$ m/s ($R_M = 71500$); \circ , malla activa $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 18000$); ∇ , malla activa $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 40000$); \square , malla activa $U_0 = 9$ m/s ($R_M = 66000$). Las líneas sólidas y la línea punteada son los ajustes lineales por mínimos cuadrados para el campo lejano y el campo cercano (véase el texto), respectivamente. Las flechas indican el inicio y el final de la región del campo cercano para la malla pasiva; para la malla activa sólo se midieron posiciones en el campo lejano. Los coeficientes y exponentes de la ley de decaimiento se reportan en la tabla 3.3.

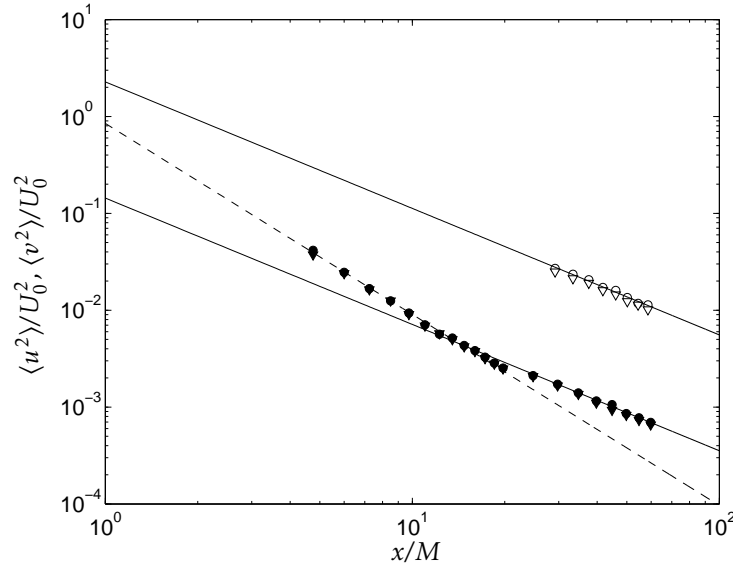


Figura 3.6: Evolución longitudinal de $\langle u^2 \rangle / U_0^2$ y $\langle v^2 \rangle / U_0^2$. Los símbolos son: \bullet , malla pasiva $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 19000$); \blacktriangledown , malla pasiva $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 38000$); \blacksquare , malla pasiva $U_0 = 12$ m/s ($R_M = 71500$); \circ , malla activa $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 18000$); ∇ , malla activa $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 40000$); \square , malla activa $U_0 = 9$ m/s ($R_M = 66000$). Las líneas sólidas y la línea punteada son los ajustes lineales por mínimos cuadrados para el campo lejano y el campo cercano (véase el texto), respectivamente. Los coeficientes y exponentes de la ley de decaimiento se reportan en la tabla 3.3.

La figura 3.7 muestra la evolución longitudinal del factor de isotropía. El factor de isotropía está comprendido en un valor entre 0,950 y 1,16, para todo el rango de medición x/M , que es un valor típico esperado para flujos isotrópicos.

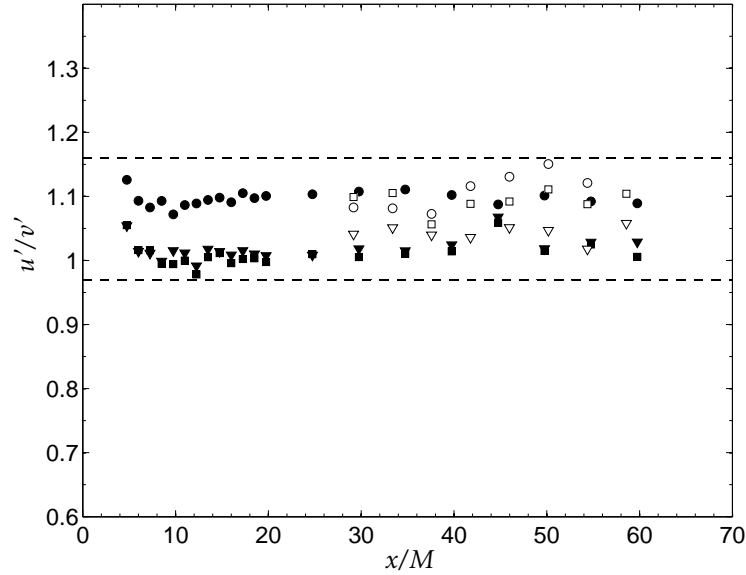


Figura 3.7: Evolución longitudinal del factor de isotropía. Los símbolos son: ●, malla pasiva $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 19000$); ▼, malla pasiva $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 38000$); ■, malla pasiva $U_0 = 12$ m/s ($R_M = 71500$); ○, malla activa $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 18000$); ▽, malla activa $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 40000$); □, malla activa $U_0 = 9$ m/s ($R_M = 66000$).

Con el objetivo de perfeccionar la estimación del final de la región de campo cercano se usa la evolución longitudinal de la asimetría y la curtosis de la fluctuación de la velocidad y su derivada (Isaza et al. (2014)). La asimetría o skewness está definida como $S(u) = \langle u^3 \rangle / (\langle u^2 \rangle)^{3/2}$, y es una medida de la falta de simetría estadística en el flujo; la curtosis o flatness está definida como $F(u) = \langle u^4 \rangle / (\langle u^2 \rangle)^2$, y es la medida de concentración de los datos alrededor del valor medio. En turbulencia homogénea e isotrópica las tres componentes de las fluctuaciones de la velocidad tienen una distribución de densidad de probabilidad muy cercana a una función normal; una distribución de probabilidad normal o Gaussiana tendrá un valor de asimetría de cero y una curtosis de 3,0.

La asimetría puede tomar valores positivos y negativos, pero de acuerdo a los experimentos observados en turbulencia la asimetría debe ser negativa (Batchelor y Townsend (1948a) y Simmons y Salter (1934)) porque representa un proceso de transferencia de energía. La figura 3.8 muestra la evolución longitudinal de la asimetría y la curtosis de la velocidad longitudinal u en el centro del túnel. El flujo se vuelve aproximadamente Gaussiano alrededor de $x/M = 20$ para la malla pasiva donde $S(u) \approx 0,05$ y $K(u) \approx 2,95$. Estas estadísticas toman valores más altos para la malla activa, pero también se vuelven constantes alrededor de $x/M = 30$ donde $S(u) \approx 0,3$ y $K(u) \approx 3,2$. Para la malla activa no se midieron posiciones cercanas a la malla.

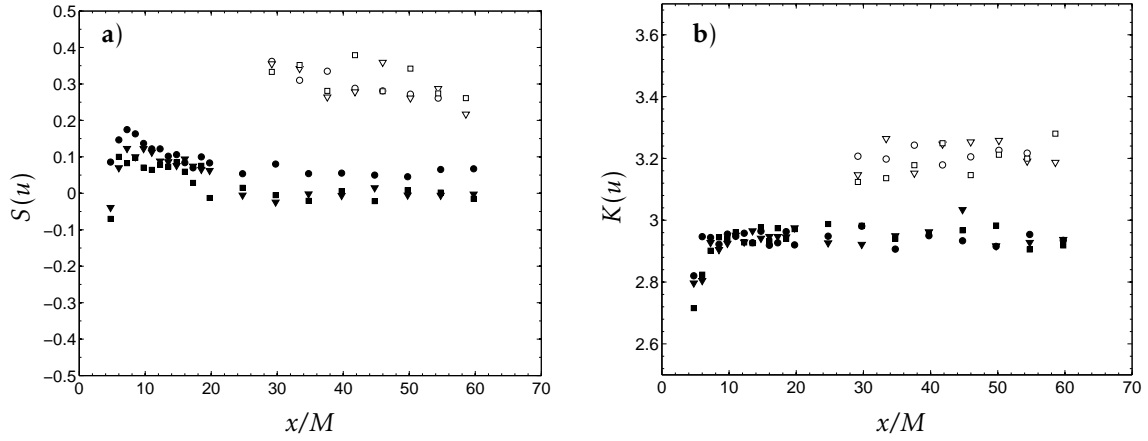


Figura 3.8: Evolución longitudinal de: a) la asimetría para u y b) la curtosis para u . Los símbolos son: ●, malla pasiva $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 19000$); ▼, malla pasiva $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 38000$); ■, malla pasiva $U_0 = 12$ m/s ($R_M = 71500$); ○, malla activa $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 18000$); ▽, malla activa $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 40000$); □, malla activa $U_0 = 9$ m/s ($R_M = 66000$).

Los valores isotrópicos para la asimetría y la curtosis de las derivadas de la fluctuación de la velocidad longitudinal y transversal han sido medidos por Gylfason et al. (2004) e Isaza et al. (2014). La derivada de la fluctuación de la velocidad con respecto al espacio puede ser obtenida con una simple diferenciación numérica y mediante la hipótesis de Taylor, Taylor (1997), ecuación 3.2, se realiza la conversión de la derivada temporal a la derivada espacial,

$$\frac{\partial u_i}{\partial x} \approx -\frac{1}{U_0} \frac{\partial u_i}{\partial t} \quad (3.2)$$

La figura 3.9 muestra la evolución longitudinal de la asimetría $S(\partial u/\partial x) = [\langle (\partial u/\partial x)^3 \rangle / \langle (\partial u/\partial x)^2 \rangle]^{3/2}$ y la curtosis $K(\partial u/\partial x) = [\langle (\partial u/\partial x)^4 \rangle / \langle (\partial u/\partial x)^2 \rangle^2]$ de la derivada espacial. Ambas cantidades también medidas en el centro del túnel.

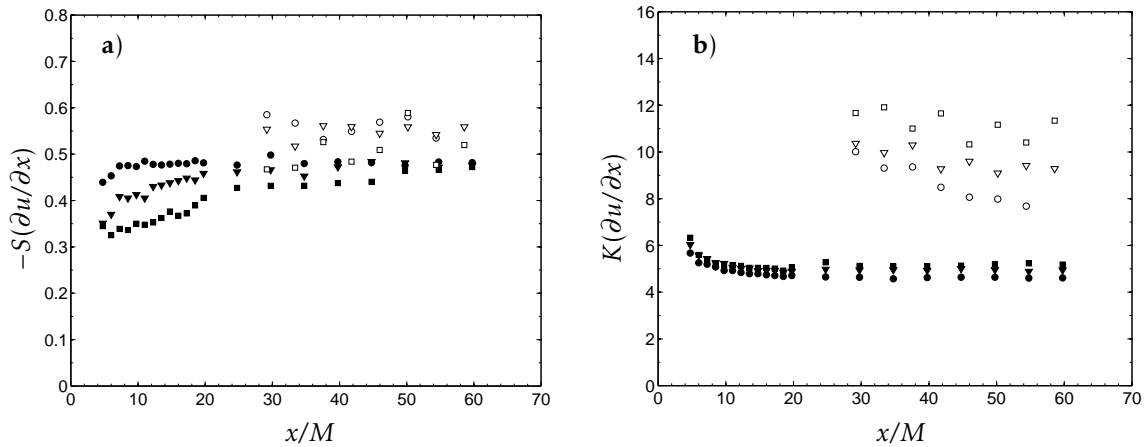


Figura 3.9: Evolución longitudinal de la asimetría y la curtosis de la derivada de la fluctuación longitudinal de la velocidad. Los símbolos son: ●, malla pasiva $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 19000$); ▼, malla pasiva $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 38000$); ■, malla pasiva $U_0 = 12$ m/s ($R_M = 71500$); ○, malla activa $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 18000$); ▽, malla activa $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 40000$); □, malla activa $U_0 = 9$ m/s ($R_M = 66000$).

Alrededor de $x/M = 20$ el negativo de la asimetría de la derivada $-S(\partial u/\partial x)$ se establece en un valor de alrededor de 0,47 y la curtosis en un valor 5,0 para la malla pasiva con velocidades U_0 de 3 y 6 m/s, para la velocidad de 12 m/s tarda hasta $x/M = 30$ para que la asimetría se estabilice alrededor de estos valores.

Este comportamiento es consistente con los resultados reportados por Mydlarski y Warhaft (1996), quienes muestran que $-S(\partial u/\partial x)$ toma un valor cercano a 0,45 para ambos tipos de malla mientras que la $K(\partial u/\partial x)$ es aproximadamente 5 para mallas pasivas y 9,7 para las activas; ambas estadísticas, asimetría y kurtosis, aumentan al aumentar R_λ . Así que todos los momentos de orden superior (asimetría y kurtosis) serán mayores para la malla activa en donde se alcanzaron números de Reynolds entre 450 y 1200, mientras que con la malla pasiva se alcanzó sólo un rango entre 100 y 250.

Del análisis de la asimetría y la curtosis de la fluctuación de la velocidad y su derivada, los límites del campo cercano son entonces $x/M = 4,75$ para el inicio, que coincide con la primera posición de medición, y $x/M = 19,75$ para el final, que es la posición donde el flujo es considerado homogéneo e isotrópico; la posición final cambia (extendiéndose el rango del campo cercano) al aumentar R_λ .

La función de densidad de probabilidad (de ahora en adelante PDF, por sus siglas en inglés *probability density function*) expresa la probabilidad de encontrar un valor particular de una variable aleatoria sobre el rango de definición de dicha variable. La probabilidad de que la variable aleatoria tome un valor en una región específica del espacio de posibilidades estará dada por la integral de la densidad de esta variable entre uno y otro límite de dicha región. La función de densidad de probabilidad es no-negativa a lo largo de todo su dominio y su integral sobre todo el espacio es de valor unitario.

La figura 3.10 muestra la distribución de probabilidad de la velocidad longitudinal u medida para una posición en el centro del túnel para las seis configuraciones estudiadas para la posición $x/M = 44,75$ en la malla pasiva y $x/M = 45,97$ en la malla activa, ambas posiciones pertenecen a la región de campo lejano, normalizada por la raíz de la media cuadrática, $PDF[(u)/\langle\sqrt{u^2}\rangle]$, denotado como $PDF(z)$, donde $z = [(u)/\sqrt{\langle u^2 \rangle}]$. Las distribuciones de probabilidad son cercanas a la distribución Gaussiana con asimetría muy cercanas a cero ($S(u) \sim 0,05$).

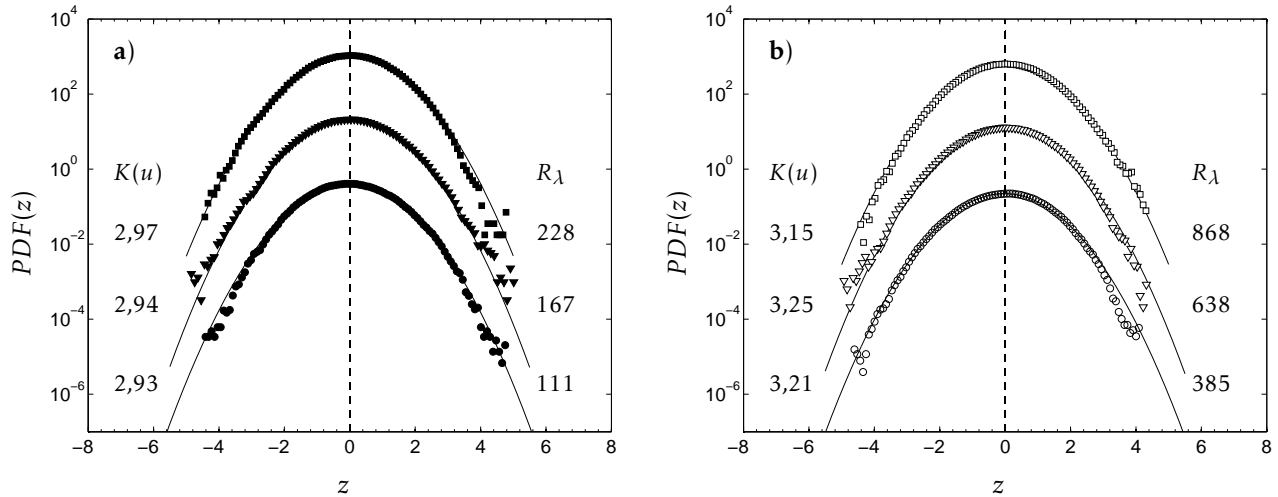


Figura 3.10: a) $PDF(u)$ para malla pasiva en $x/M = 44,75$ y b) $PDF(u)$ para malla activa en $x/M = 45,97$. Los símbolos son: ●, malla pasiva $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 19000$); ▼, malla pasiva $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 38000$); ■, malla pasiva $U_0 = 12$ m/s ($R_M = 71500$); ○, malla activa $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 18000$); ▽, malla activa $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 40000$); □, malla activa $U_0 = 9$ m/s ($R_M = 66000$). En la gráfica se han etiquetado la curtosis (a la izquierda) y R_λ (a la derecha) para cada curva. Cada gráfica ha sido desplazada dos décadas con respecto a la curva más baja. Las líneas sólidas son Gaussianas.

La figura 3.11 muestra la distribución de probabilidad para la derivada de la fluctuación de la velocidad longitudinal, $PDF[(\partial u/\partial x)/\sqrt{\langle(\partial u/\partial x)^2\rangle}]$, denotado también como $PDF(z)$, donde $z = [(\partial u/\partial x)/\sqrt{\langle(\partial u/\partial x)^2\rangle}]$, para las posiciones $x/M = 44,75$ en la malla pasiva y $x/M = 45,97$ para la malla activa.

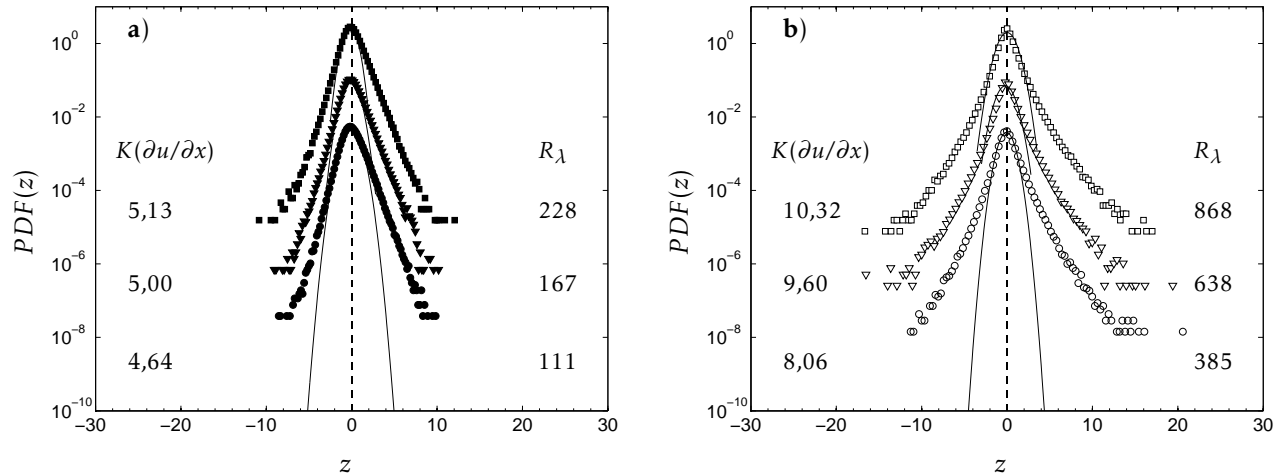


Figura 3.11: a) $PDF(\partial u/\partial x)$ para malla pasiva en $x/M = 44,75$ y b) $PDF(\partial u/\partial x)$ para malla activa en $x/M = 45,97$. Los símbolos son: ●, malla pasiva $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 19000$); ▼, malla pasiva $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 38000$); ■, malla pasiva $U_0 = 12$ m/s ($R_M = 71500$); ○, malla activa $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 18000$); ▽, malla activa $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 40000$); □, malla activa $U_0 = 9$ m/s ($R_M = 66000$). En la gráfica se han etiquetado la curtosis (a la izquierda) y R_λ (a la derecha) para cada curva. Cada gráfica ha sido desplazada dos décadas con respecto a la curva más baja. Las líneas sólidas son Gaussianas.

La forma general de las curvas para las derivadas es muy diferente a la curva de las fluctuaciones de la velocidad; el rango de valores posibles que puede tomar esta primera variable es más amplio, es decir, existen regiones de baja probabilidad muy lejos de la media, lo que se manifiesta en un mayor valor de curtosis. Para la malla pasiva el rango de z está comprendido entre $-10 \leq z \leq 10$ con valores de curtosis alrededor de 5; para la malla activa, z está comprendido entre $-12 \leq z \leq 12$, con valores de curtosis entre 8 y 10. Para la distribución de probabilidad de la velocidad, z está comprendida entre $-5 \leq z \leq 5$, en ambas mallas, reduciéndose a la mitad el rango de z , permitiendo mayor concentración de los datos alrededor de la media; las colas en ambos extremos se volvieron más largas con el aumento del número de Reynolds.

Determinados los límites del campo cercano y lejano se procede ahora a calcular los coeficientes n , A y x_0/M de la ecuación 3.1 con los rangos definidos.

En un gran número de experimentos que documentan el decaimiento de la turbulencia, los datos sugerían que los parámetros de la ecuación 3.1 eran todos dependientes del diseño de cada malla, donde el exponente, n , tomaba valores entre $-1,35$ y $-1,00$ para el campo lejano; en estudios recientes, Isaza et al. (2014) mostraron que n en la región $5 \leq x/M \leq 15$, campo cercano, es $n = -1,9$, mientras que $n = -1,34$ para $15 \leq x/M \leq 70$, campo lejano. La tabla 3.2 muestra más información sobre algunos de estos experimentos previos, donde se han calculado los coeficientes de la ecuación 3.1 mediante un ajuste lineal por mínimos cuadrados.

	R_M	M [cm]	n	x_0/M	A	R_λ
Batchelor y Townsend (1947)	5620-11240	1,27	-1,00	10	0,137	21-29
Batchelor y Townsend (1948a)	2800-44200	2,54	-1,00	3-20	0,13	28-30
Comte-Bellot y Corrsin (1966)	34000	5,08	-1,25	3,5	0,047	47
Sreenivasan et al. (1980)	7420	2,54	-1,20	3	0,025	
Mohamed y LaRue (1990)	6000	2,54	-1,30	0		28,37
	12000	5,08	-1,30	0		43,85
Makita y Sassa (1991)	15600		-1,43	-12,0		387
	15600		-1,28	7,5		34
Mydlarski y Warhaft (1996)	9600-40000	5,00	-1,21	0	1,23	99-473
Lavoie et al. (2007b)	10400	2,47	-1,06	7,0		43
	10400	2,47	-1,18	6,0		42
Krogstad y Davidson (2010)	36000	4,0	-1,12	5,5		90-70
Krogstad y Davidson (2011)	21000	4,0	-1,13	6,5		75
	22000	6,4	-1,11	6,7		74
	24000	8,8	-1,25	3,4		72
Hearst y Lavoie (2014)	65000	10,0	-1,37	7,0		81-152
Isaza et al. (2014)	42000-76000	10,16	-1,34	0	0,134	180-660

Tabla 3.2: Coeficientes de decaimiento en el campo lejano para experimentos previos calculados mediante un ajuste lineal por mínimos cuadrados. En la mayoría de los experimentos no fue reportado el valor del coeficiente A .

Mohamed y LaRue (1990) sugirieron un simple método para determinar las constantes de la ley de decaimiento sólo considerando datos de la región homogénea e isotrópica del flujo (campo lejano). Su método consiste en la evaluación de la asimetría de la fluctuación de la velocidad y de su derivada para determinar la posición del túnel donde se tiene un flujo isotrópico, una vez determinada la posición, variaron el origen virtual entre $0 < x_0/M < 14$ y calcularon el exponente de decaimiento n y la constante A correspondiente a cada suposición del origen virtual. Para cada combinación de variables fue calculado el error estándar, la configuración de menor error proporciona el mejor ajuste para los datos. Los autores evaluaron los parámetros de varios conjuntos de datos para mallas pasivas y encontraron que el origen virtual y el exponente de decaimiento eran independientes de las condiciones iniciales con valores de cero y 1,3 respectivamente. Por el contrario, la constante A se encontró que era altamente dependiente de la malla y varía con parámetros tales como el número de Reynolds, tamaño de la malla, etc.

Otros métodos usados para determinar n , A y x_0/M serán descritos a continuación:

3.2.1. Regresión lineal

Este método se basa en el trabajo de Mohamed y LaRue (1990), donde se busca la combinación resultando la varianza más pequeña entre los datos de la ecuación 3.3. En vez de hacer un ajuste directo a la ley de potencia, la ecuación 3.1 se reescribe como:

$$\ln\left(\frac{\langle u^2 \rangle}{U_0^2}\right) = \ln(A) + n \times \ln\left(\frac{x}{M} - \frac{x_0}{M}\right) \quad (3.3)$$

y una regresión lineal puede ser hecha.

Si $f(x)$ es la función que se quiere ajustar para un conjunto de datos $d_i(x_i)$, se busca el mínimo de:

$$\sigma^2 = \frac{1}{(N-1)} \sum_{i=1}^N (d_i(x_i) - f(x_i))^2 \quad (3.4)$$

(a) A partir de todos los datos disponibles se hace un ajuste lineal y la varianza σ^2 es registrada. Los datos para las posiciones x/M más alejadas de la malla son eliminados uno por uno hasta que se encuentre el valor más bajo de σ . La posición correspondiente al más bajo σ , x_{max}/M , será el extremo final del rango de descomposición y marca el punto donde el ruido comienza a tener un efecto significativo en los datos.

(b) Con x_{max}/M fijo, se aplica el mismo procedimiento eliminando uno por uno datos en el extremo inferior del rango de medición, es decir, las posiciones más cercanas a la malla. Se determina así la posición x_{min}/M que también tiene un mínimo σ que marca la ubicación del inicio de los datos admisibles. Los valores obtenidos para A , x_0/M y n para el ajuste hecho entre x_{min}/M y x_{max}/M son tomados como los valores óptimos. Las ubicaciones exactas de x_{min}/M y x_{max}/M varían ligeramente entre cada malla, pero por lo general $x_{min}/M \approx 19$ y $x_{max}/M \approx 60$. Este método fue aplicado para las 6 configuraciones medidas y los resultados son reportados en la tabla 3.4, junto con los exponentes y constantes de los métodos que serán descritos en las secciones siguientes.

La figura 3.5 muestra también el ajuste lineal hecho a los datos asumiendo que $x_0/M = 0$. Esta suposición permite obtener estimaciones de primer orden de las constantes n y A . Los valores obtenidos por el método de regresión lineal se indican en la tabla 3.3. El coeficiente n y A del campo lejano para la malla pasiva son consistentes con experimentos previos hechos en el mismo túnel de viento, Isaza et al. (2014).

	Campo cercano		Campo lejano	
<i>Malla pasiva</i>	n	A	n	A
$U_0 = 3 \text{ m/s}$	-1,936	0,697	-1,295	0,129
$U_0 = 6 \text{ m/s}$	-1,972	0,848	-1,304	0,143
$U_0 = 12 \text{ m/s}$	-2,025	0,918	-1,253	0,107
<i>Malla activa</i>				
$U_0 = 3 \text{ m/s}$			-1,288	2,336
$U_0 = 6 \text{ m/s}$			-1,306	2,275
$U_0 = 9 \text{ m/s}$			-1,262	2,247

Tabla 3.3: Exponentes y coeficientes de la ley de decaimiento descrito por la ecuación 3.3 con el origen virtual que coincide con la ubicación de la malla ($x_0/M = 0$). Los coeficientes y exponentes se calcularon mediante un ajuste lineal por mínimos cuadrados.

3.2.2. Exponente local

Este método da un valor estimado para n que depende de la posición y son necesario al menos tres puntos de medición para realizar una diferenciación; este método tiene la ventaja de que se elimina el coeficiente desconocido A , pero la desventaja de que es sensible al ruido, que puede cambiar de posición a posición.

El exponente local $n(x)$, es calculado con la ecuación 3.5,

$$n(x) = \frac{-\ln \left[\frac{\frac{\langle u^2 \rangle}{U_0^2}(x - x_0 + \Delta x)}{\frac{\langle u^2 \rangle}{U_0^2}(x - x_0 - \Delta x)} \right]}{\ln \left[\frac{x - x_0 + \Delta x}{x - x_0 - \Delta x} \right]} \quad (3.5)$$

donde x equivale a la posición donde se desea calcular el exponente local $n(x)$, x_0 es el valor obtenido a partir del método de regresión, $\Delta x/M$ es la diferencia entre las coordenadas de dos puntos de medición consecutivos ($\Delta x/M = x_{i+1}/M - x_i/M$); para la malla pasiva $\Delta x/M = 5,0$ mientras que en la malla activa $\Delta x/M = 4,2$. La figura 3.12 muestra la variación de $n(x)$ en función de x/M para ambos tipos de mediciones.

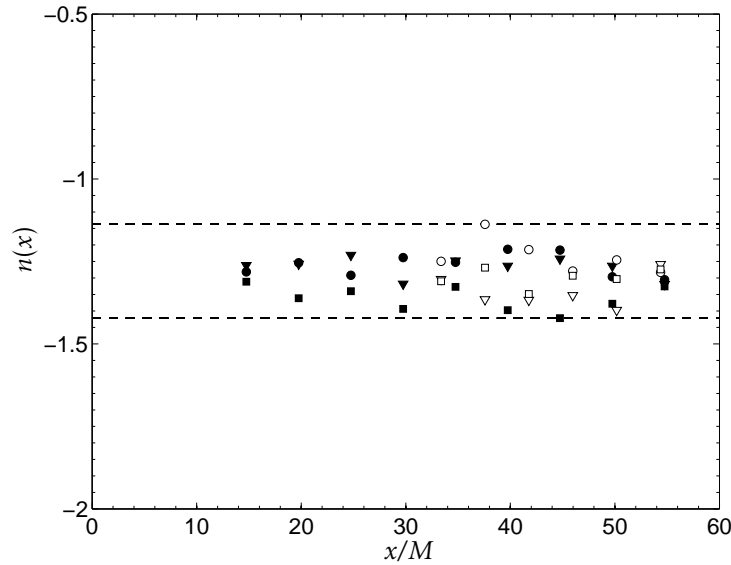


Figura 3.12: Exponente local en función de x/M calculado mediante la ecuación 3.5. Los símbolos son: ●, malla pasiva $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 19000$); ▼, malla pasiva $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 38000$); ■, malla pasiva $U_0 = 12$ m/s ($R_M = 71500$); ○, malla activa $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 18000$); ▽, malla activa $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 40000$); □, malla activa $U_0 = 9$ m/s ($R_M = 66000$).

Los exponentes obtenidos promediando los valores locales en el rango de $14,75 \leq x/M \leq 54,75$ para la malla pasiva y $33,38 \leq x/M \leq 54,75$ para la malla activa, se muestran en la tabla 3.4. Estos se encuentran en el rango entre $-1,137$ y $-1,422$.

3.2.3. Rango máximo de decaimiento

Por último, el método de Lavoie et al. (2007b). Ajustar los datos a la ecuación 3.1 implica que se deben optimizar los tres coeficientes de esta ecuación. La experiencia indica que si el número de datos es bajo, muchos valores de las constantes pueden ajustar los datos igualmente bien. Estos autores afirman que si una de estas constantes se puede suponer que se conoce, la incertidumbre de las constantes restantes disminuye en un orden de magnitud. Si x_0/M se mantiene constante y se determina el valor de n y A para un rango de datos, para cualquier subconjunto dentro de este rango el valor de n y A se espera que siga siendo el mismo. Por lo tanto, se busca el valor de x_0/M donde se encuentre el rango más amplio donde n y A sean constantes. El procedimiento es el siguiente: se fija el valor de x_{max}/M dado por el método de regresión. A continuación, una serie de diferentes valores de x_0/M se eligen, y para cada x_0/M se obtiene el mejor valor de ajuste de n para un rango de valores de x_{min}/M . El valor de x_0/M que da el rango más amplio donde n y A son constantes entre x_{min}/M y x_{max}/M se considera entonces el correcto.

	Regresión lineal			Exponente local	Rango máximo de decaimiento	Regresión lineal para $x_0/M = 0$	
	n	A	x_0/M	n	n	n	A
<i>Malla pasiva</i>							
$U_0 = 3$ m/s	-1,213	0,089	2,467	-1,261	-1,253	-1,295	0,129
$U_0 = 6$ m/s	-1,301	0,142	-2,569	-1,267	-1,272	-1,304	0,143
$U_0 = 12$ m/s	-1,317	0,148	-2,160	-1,362	-1,316	-1,253	0,107
<i>Malla activa</i>							
$U_0 = 3$ m/s	-1,213	1,603	2,884	-1,235	-1,208	-1,288	2,336
$U_0 = 6$ m/s	-1,301	2,893	-7,169	-1,341	-1,309	-1,306	2,275
$U_0 = 9$ m/s	-1,306	3,175	-7,016	-1,299	-1,301	-1,262	2,247

Tabla 3.4: Exponentes y coeficientes de la ley de decaimiento descrito por la ecuación 3.3 para los cuatro métodos descritos.

De acuerdo a los resultados encontrados con los diferentes métodos, el exponente n parece ser una constante con un valor entre $-1,36$ y $-1,21$. El origen virtual y A son función del tipo de malla y del número de Reynolds donde los valores de x_0/M y A son claramente mayores para las mallas activas.

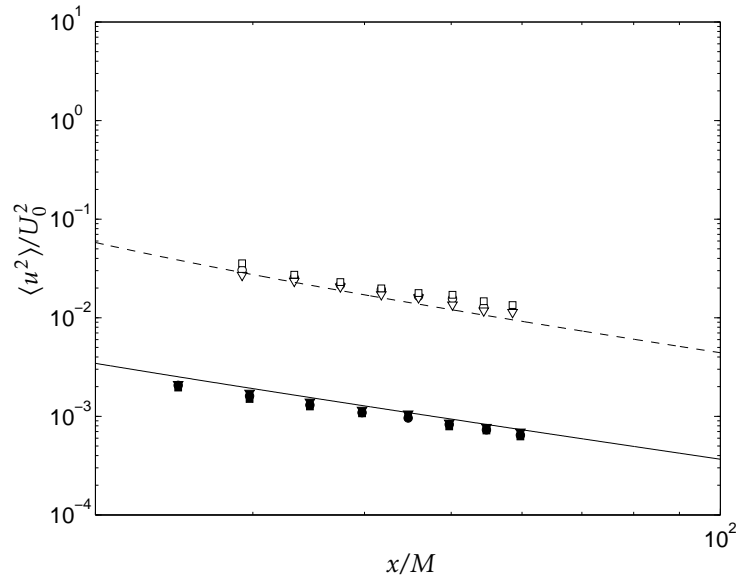


Figura 3.13: Evolución longitudinal de $\langle u^2 \rangle / U_0^2$. Los símbolos son: ●, malla pasiva $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 19000$); ▼, malla pasiva $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 38000$); ■, malla pasiva $U_0 = 12$ m/s ($R_M = 71500$); ○, malla activa $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 18000$); ▽, malla activa $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 40000$); □, malla activa $U_0 = 9$ m/s ($R_M = 66000$). La línea sólida indica el ajuste lineal encontrado por el método de regresión lineal para la malla pasiva y la línea punteada el ajuste para la malla activa. Los coeficientes y exponentes de la ley de decaimiento se reportan en la tabla 3.3.

3.3. Funciones de estructura

Otra de las cantidades estadísticas comunes usadas en el estudio de la turbulencia son las funciones de estructura. Las funciones de estructura de orden p de la velocidad longitudinal u están definidas como:

$$\langle S_p u(x) \rangle = \langle (u(x+r) - u(x))^p \rangle \quad (3.6)$$

donde $u(x+r)$ y $u(x)$ son las velocidades a lo largo del eje x para dos puntos separados por una distancia r .

Para la turbulencia homogénea e isotrópica, Kolmogorov estableció que la relación entre las funciones de estructura y las escalas o las distancias, r , dentro del llamado rango inercial podían expresarse como:

$$\langle S_p u(x) \rangle \sim r^{\zeta_{u(x)}} \quad (3.7)$$

donde $\zeta_{u(x)}$ es el exponente de escala de la función de estructura longitudinal.

Kolmogorov supuso además que como ϵ permanecía constante en el rango inercial existía una dependencia lineal entre los exponentes de escalamiento y el orden de la función de estructura. Sin embargo, existe una diferencia sutil entre su teoría y los resultados experimentales. Estas diferencias o desviaciones respecto de esa forma lineal se conocen como intermitencia de la turbulencia a pequeña escala.

Así mismo es posible el cálculo de las funciones de estructura transversal, de la que existen dos tipos: la función de estructura para la velocidad transversal, v , medida en la dirección del flujo, x , que se calcula mediante la ecuación $\langle S_p v(x) \rangle = \langle (v(x+r) - v(x))^p \rangle$ y habrá una serie de valores diferentes para los exponentes de escala, $\zeta_{v(x)}$; y la función de estructura para la velocidad longitudinal, u , medida con separaciones en dirección transversal, y , que se calcula mediante la ecuación $\langle S_p u(y) \rangle = \langle (u(y+r) - u(y))^p \rangle$ y que también tendrá una serie de valores propios para los exponentes de escala, $\zeta_{u(y)}$.

Las figuras 3.14 y 3.15 muestran las funciones de estructura longitudinal de orden 2, 3, 4, 5 y 6, normalizadas por $(\epsilon r)^{p/3}$ medidas en la posición $x/M = 44,75$ para la malla pasiva y en $x/M = 45,97$ en la malla activa. Esta representación normalizada destaca la existencia de una meseta hacia el centro de la curva, meseta que corresponde al llamado rango inercial (visible también en el espectro de energía, sección 3.4). La función de estructura de tercer orden para la malla pasiva, por ejemplo, tiene una meseta en el rango $20 \leq r/\eta \leq 50$ para $U_0 = 3$ m/s en $x/M = 44,75$, mientras que para la malla activa el rango es $30 \leq r/\eta \leq 200$ para $U_0 = 9$ m/s en $x/M = 45,97$, lo que indica claramente que el rango inercial aumenta con el aumento de R_λ .

Las líneas horizontales punteadas, de las figuras 3.14 y 3.15, se usan para delimitar la zona plana en cada una de las curvas y su valor corresponde al valor alcanzado por $S_p u(x)/(\epsilon r)^{p/3}$ en esta zona. Las líneas punteadas verticales, de la figura 3.15 marcan el inicio y el fin de la zona inercial.

Para las funciones de estructura de segundo y tercer orden, Kolmogorov predijo que el valor máximo que debía ser alcanzado en la zona plana de las curvas de las figuras 3.14 y 3.15 debían ser $C_2 = 2,00$ y $C_3 = 0,80$, respectivamente, pero los valores logrados en estos experimentos son ligeramente mayores de los valores esperados, e incluso se incrementa la diferencia con el aumento del número de Reynolds.

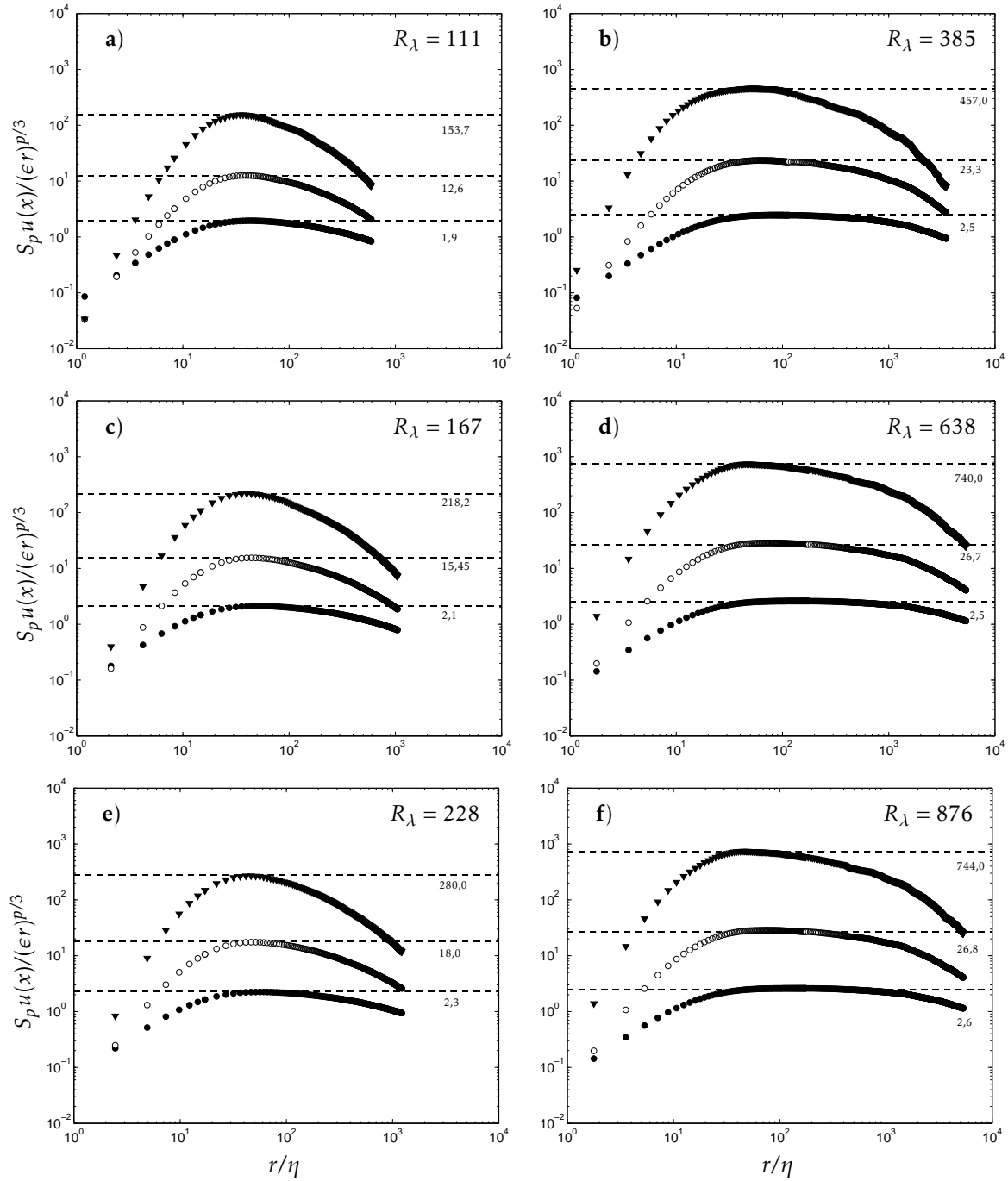


Figura 3.14: Función de estructura longitudinal compensada de orden $p = 2, 4$ y 6 para a) malla pasiva con $U_0 = 3$ m/s en $x/M = 44,75$ ($R_M = 19000$), b) malla activa con $U_0 = 3$ m/s en $x/M = 45,97$ ($R_M = 18000$), c) malla pasiva con $U_0 = 6$ m/s en $x/M = 44,75$ ($R_M = 38000$), d) malla activa con $U_0 = 6$ m/s en $x/M = 45,97$ ($R_M = 40000$), e) malla pasiva con $U_0 = 12$ m/s en $x/M = 44,75$ ($R_M = 71500$) y f) malla activa con $U_0 = 9$ m/s en $x/M = 41,77$ ($R_M = 66000$). Los símbolos son: \circ , función de estructura de orden 2; \bullet , función de estructura de orden 4; \blacktriangledown , función de estructura de orden 6. Las líneas punteadas horizontales se usan para definir el rango inercial para cada curva y se ha etiquetado sobre cada una de ellas su valor correspondiente.

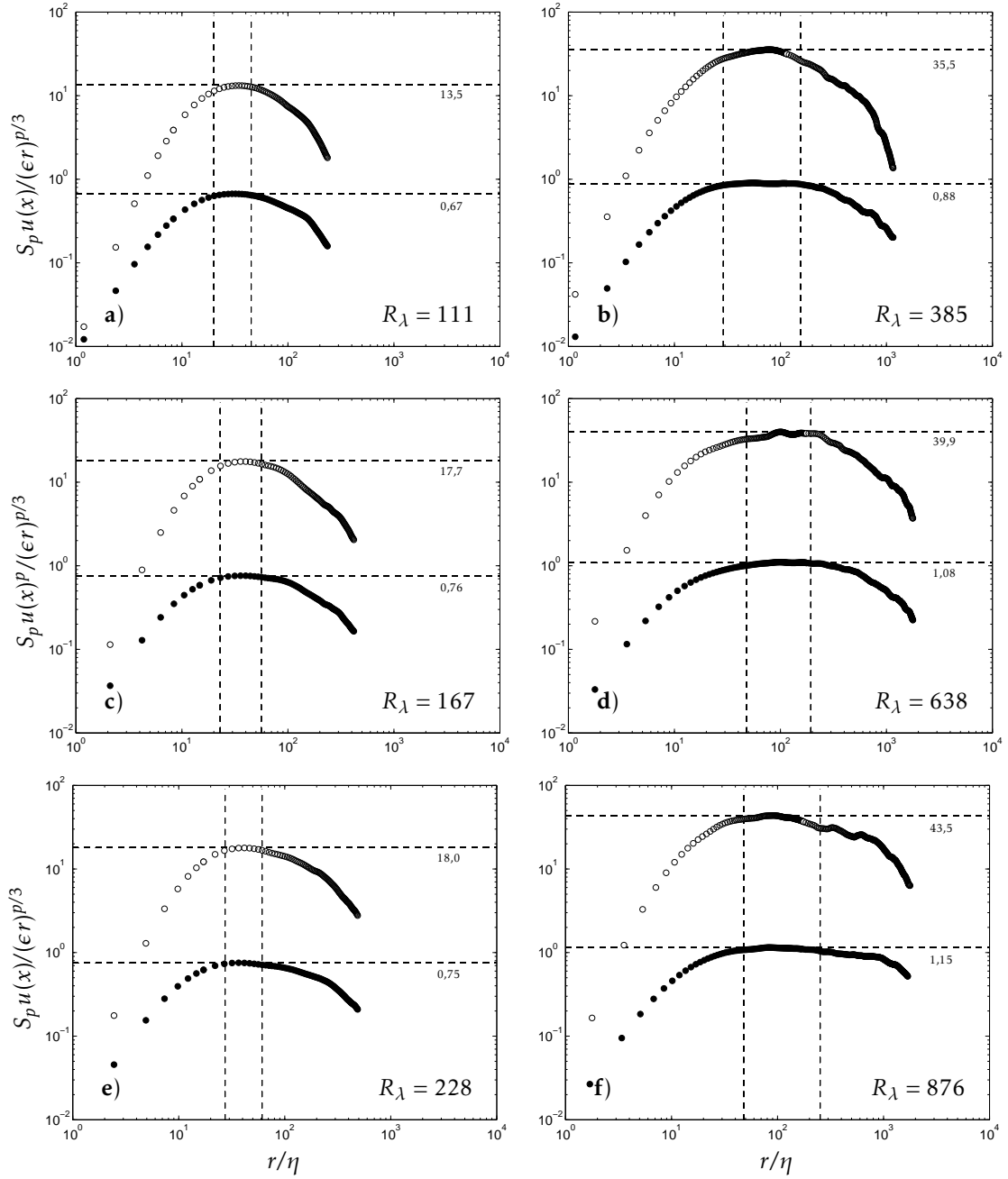


Figura 3.15: Función de estructura longitudinal compensada de orden 3 y 5 para a) malla pasiva con $U_0 = 3$ m/s en $x/M = 44,75$ ($R_M = 19000$), b) malla activa con $U_0 = 3$ m/s en $x/M = 45,97$ ($R_M = 18000$), c) malla pasiva con $U_0 = 6$ m/s en $x/M = 44,75$ ($R_M = 38000$), d) malla activa con $U_0 = 6$ m/s en $x/M = 45,97$ ($R_M = 40000$), e) malla pasiva con $U_0 = 12$ m/s en $x/M = 44,75$ ($R_M = 71500$) y f) malla activa con $U_0 = 9$ m/s en $x/M = 41,77$ ($R_M = 66000$). Los símbolos son: \circ , función de estructura de orden 3; \bullet , función de estructura de orden 5. Las líneas punteadas horizontales se usan para definir el rango inercial para cada curva y se ha etiquetado sobre cada una de ellas su valor correspondiente, y las líneas punteadas verticales marcan el inicio y el fin de la zona inercial.

La figura 3.16 muestra la asimetría de las funciones de estructura, $S^* = \langle S_3 u(x) \rangle / (\langle S_2 u(x) \rangle^{3/2})$, en función de r ; el valor de S^* esperado debe ser cercano a 0,23 y permanecer constante en el rango inercial, ver Pope (2001) (ecuación 6.9):

$$S_2 u(x) = \left(\frac{-4}{5S^*} \right)^{2/3} (\epsilon r)^{2/3} \quad (3.8)$$

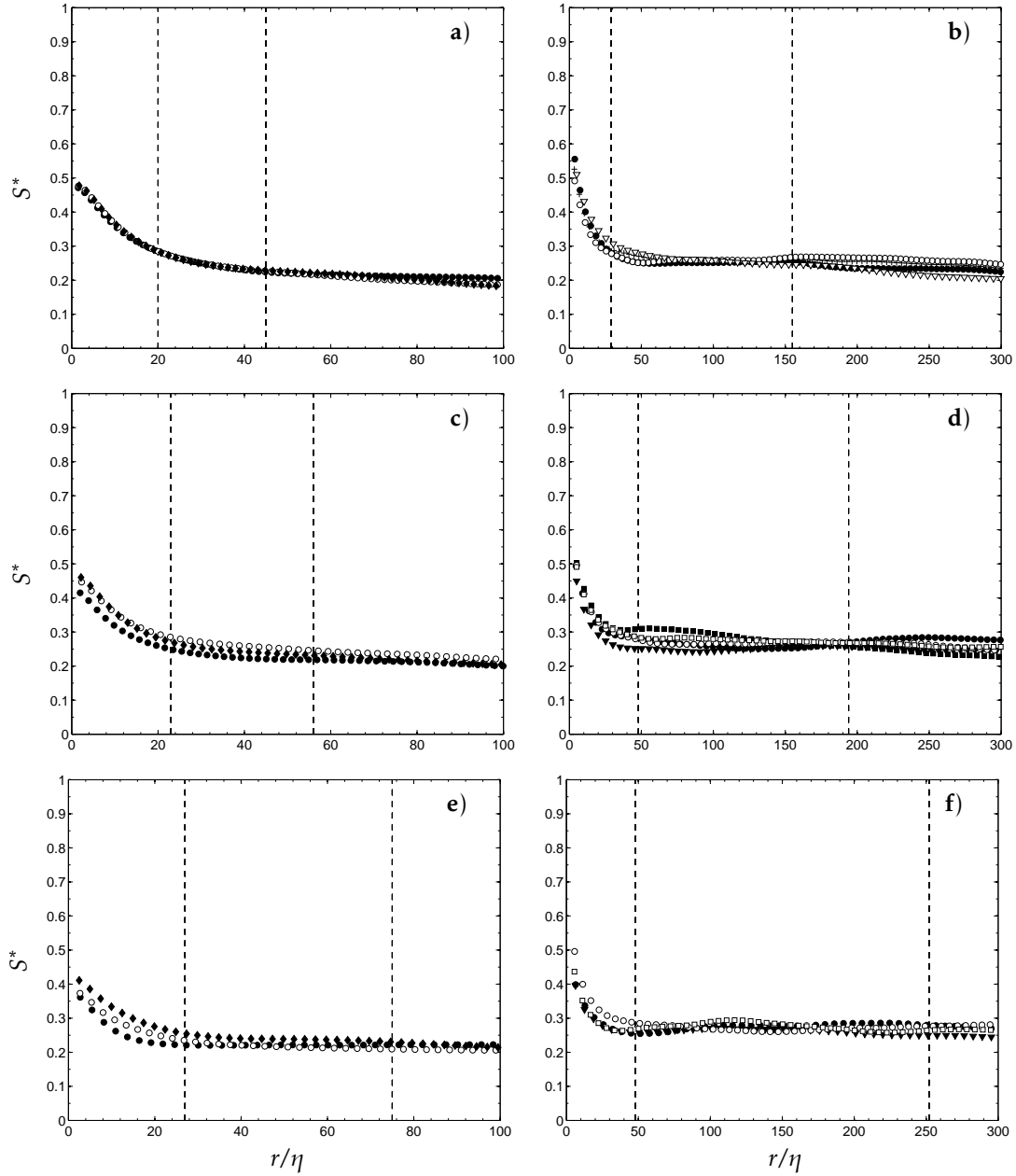


Figura 3.16: Asimetría de las funciones de estructura S^* para a) malla pasiva con $U_0 = 3$ m/s en $x/M = 44,75$ ($R_M = 19000$), b) malla activa con $U_0 = 3$ m/s en $x/M = 45,97$ ($R_M = 18000$), c) malla pasiva con $U_0 = 6$ m/s en $x/M = 44,75$ ($R_M = 38000$), d) malla activa con $U_0 = 6$ m/s en $x/M = 45,97$ ($R_M = 40000$), e) malla pasiva con $U_0 = 12$ m/s en $x/M = 44,75$ ($R_M = 71500$) y f) malla activa con $U_0 = 9$ m/s en $x/M = 45,97$ ($R_M = 66000$). Los símbolos para la malla pasiva son: \bullet , $x/M = 4,75$; $+$, $x/M = 9,75$; \circ , $x/M = 14,75$; \blacklozenge , $x/M = 19,75$; ∇ , $x/M = 44,75$ y los símbolos para la malla activa son: \bullet , $x/M = 29,18$; $+$, $x/M = 33,38$; \circ , $x/M = 37,58$; \blacklozenge , $x/M = 41,77$; ∇ , $x/M = 45,97$. Las líneas punteadas verticales delimitan el inicio y el fin del rango inercial.

Los valores de la asimetría de las funciones de estructura obtenidos en este experimento variaron entre 0,22 y 0,26; para números de Reynolds mayores a 400, se notaron unas leves oscilaciones de S^* dentro del rango inercial. Para $R_\lambda < 400$ el valor de la constante C_2 fue $\sim 2,0$, y para números de Reynolds mayores, C_2 fue $\sim 2,5$.

Los exponentes de escala son calculados usando el método ESS, por sus siglas en inglés *Extended Self Similarity*, propuesto por Benzi et al. (1993), que permite el cálculo de los exponentes graficando la función de estructura de tercer orden en la abscisa frente a la función de estructura de cualquier otro orden en la ordenada. Benzi et al. (1993) formularon que:

$$S_p u(x) \sim [S_3 u(x)]^{\zeta_{u(x)}} \quad (3.9)$$

La convergencia estadística de la función de estructura de orden impar es significativamente más lenta que el de las órdenes pares, para superar esto, han sustituido las funciones de estructura de la ecuación 3.9 por su módulo:

$$|S_p u(x)| \sim [|S_3 u(x)|]^{\zeta_{u(x)}} \quad (3.10)$$

y establecieron la relación de la ecuación 3.11:

$$\zeta_{u(x)} = \frac{d|S_p u(x)|}{d|S_3 u(x)|} \quad (3.11)$$

La ecuación 3.11 también es válida para el cálculo de los exponentes transversales $\zeta_{v(x)}$ y $\zeta_{u(y)}$.

La presencia de una zona plana en la representación de $\zeta_{u(x)}$ como función de r/η indica la existencia de un exponente constante, y por lo tanto una región de escalamiento, equivalente al rango inercial. En la figura 3.17 se han representado los valores de $\zeta_{u(x)}$ para tres diferentes números de Reynolds y se han delimitado el inicio y el fin del rango inercial con líneas punteadas verticales; las líneas horizontales punteadas corresponden al valor promedio del exponente $\zeta_{u(x)}$ en el rango inercial.

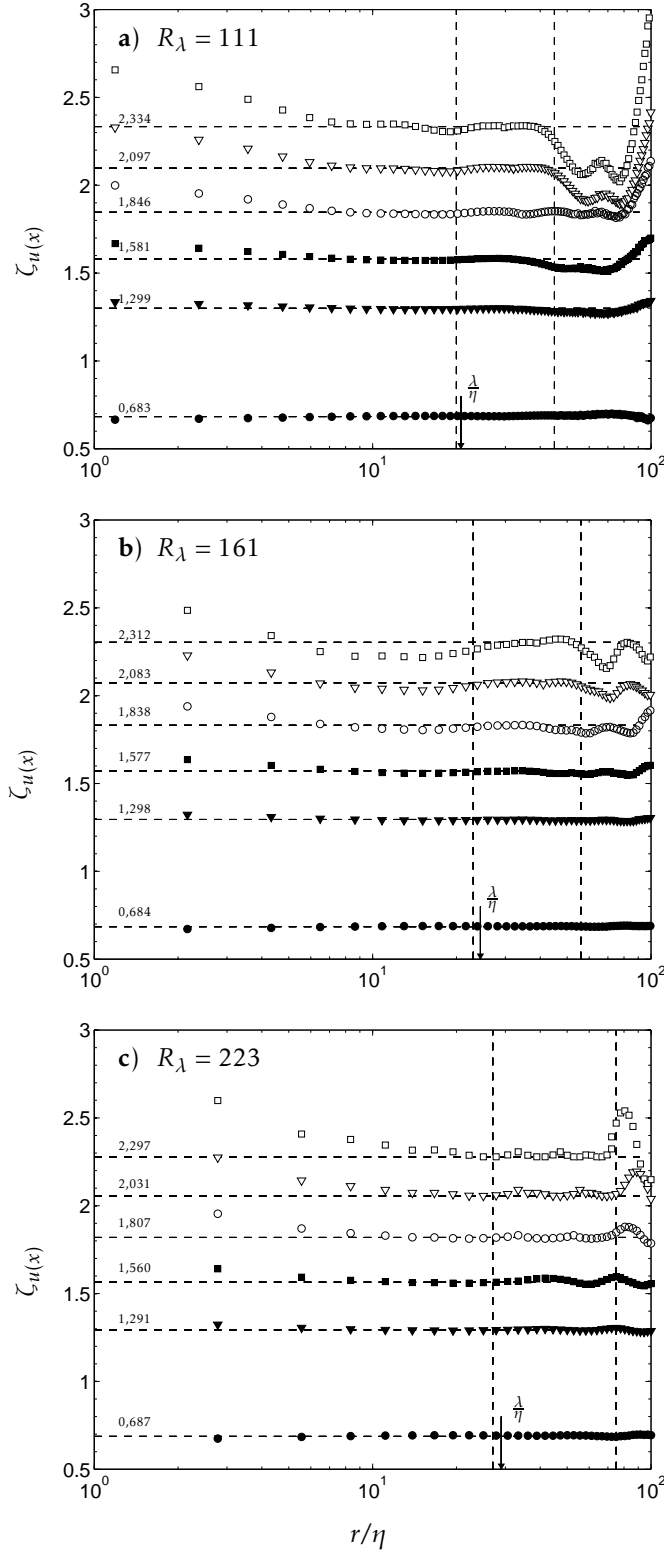


Figura 3.17: Exponentes longitudinales $\zeta_{u(x)}$ evaluados usando el método ESS para a) Malla pasiva $U_0 = 3$ m/s para $x/M = 44,75$ ($R_M = 18000$), b) Malla pasiva $U_0 = 6$ m/s para $x/M = 19,75$ ($R_M = 38000$) y c) Malla pasiva $U_0 = 12$ m/s para $x/M = 19,75$ ($R_M = 71500$). Las líneas punteadas verticales indican la región del rango inercial usada para evaluar los exponentes y las líneas horizontales corresponden a los valores de $\zeta_{u(x)}$ en este rango. Los símbolos son: \bullet , orden 2 ; \blacktriangledown , orden 4; \blacksquare , orden 5; \circ , orden 6; ∇ , orden 7 \square , orden 8. Se ha indicado con flechas en el eje de las abscisas el valor de la escala de Taylor, λ .

Las tablas 3.5 y 3.6 muestran los resultados obtenidos mediante el método ESS para $\zeta_{u(x)}$, $\zeta_{v(x)}$ y $\zeta_{u(y)}$, para diferentes posiciones x/M y diferentes velocidades U_0 para ambos tipos de malla. Los exponentes $\zeta_{u(y)}$ sólo fueron medidos para la configuración de malla activa. En las tablas no se incluye ningún valor para los exponentes de escala de orden 3, porque para la metodología ESS el exponente para este orden es igual a 1,0.

	Malla pasiva						Malla activa					
	$x/M = 44,75$						$x/M = 45,97$					
	$U_0 = 3 \text{ m/s}$		$U_0 = 6 \text{ m/s}$		$U_0 = 12 \text{ m/s}$		$U_0 = 3 \text{ m/s}$		$U_0 = 6 \text{ m/s}$		$U_0 = 9 \text{ m/s}$	
	$R_\lambda = 111$		$R_\lambda = 167$		$R_\lambda = 228$		$R_\lambda = 385$		$R_\lambda = 638$		$R_\lambda = 868$	
	$R_M = 19000$		$R_M = 38000$		$R_M = 71500$		$R_M = 18000$		$R_M = 40000$		$R_M = 66000$	
p	$\zeta_{u(x)}$	$\zeta_{v(x)}$	$\zeta_{u(x)}$	$\zeta_{v(x)}$	$\zeta_{u(x)}$	$\zeta_{v(x)}$	$\zeta_{u(x)}$	$\zeta_{v(x)}$	$\zeta_{u(x)}$	$\zeta_{v(x)}$	$\zeta_{u(x)}$	$\zeta_{v(x)}$
2	0,683	0,702	0,685	0,702	0,686	0,702	0,690	0,7053	0,697	0,710	0,702	0,710
4	1,299	1,267	1,295	1,261	1,293	1,267	1,285	1,262	1,274	1,251	1,266	1,248
5	1,581	1,501	1,572	1,493	1,565	1,505	1,556	1,478	1,522	1,468	1,501	1,452
6	1,846	1,709	1,831	1,700	1,819	1,716	1,800	1,686	1,748	1,654	1,709	1,630
7	2,097	1,896	2,073	1,888	2,056	1,903	2,011	1,852	1,955	1,785	1,896	1,770
8	2,334	2,064	2,303	2,059	2,278	2,069	2,247	1,971	2,148	1,885	2,064	1,865

Tabla 3.5: Exponentes de escalamiento $\zeta_{u(x)}$ y $\zeta_{v(x)}$ obtenidos mediante el método ESS.

	Malla Activa								
	$x/M = 29,18$			$x/M = 37,52$			$x/M = 45,97$		
	$U_0 = 3 \text{ m/s}$	$U_0 = 6 \text{ m/s}$	$U_0 = 9 \text{ m/s}$	$U_0 = 3 \text{ m/s}$	$U_0 = 6 \text{ m/s}$	$U_0 = 9 \text{ m/s}$	$U_0 = 3 \text{ m/s}$	$U_0 = 6 \text{ m/s}$	$U_0 = 9 \text{ m/s}$
	$R_\lambda = 418$	$R_\lambda = 649$	$R_\lambda = 1118$	$R_\lambda = 358$	$R_\lambda = 637$	$R_\lambda = 1096$	$R_\lambda = 325$	$R_\lambda = 648$	$R_\lambda = 1066$
p	$\zeta_{u(y)}$	$\zeta_{u(y)}$	$\zeta_{u(y)}$	$\zeta_{u(y)}$	$\zeta_{u(y)}$	$\zeta_{u(y)}$	$\zeta_{u(y)}$	$\zeta_{u(y)}$	$\zeta_{u(y)}$
2	0,701	0,703	0,702	0,702	0,702	0,704	0,700	0,705	0,706
4	1,263	1,260	1,263	1,264	1,262	1,258	1,267	1,257	1,254
5	1,493	1,481	1,492	1,499	1,487	1,482	1,504	1,477	1,469
6	1,690	1,669	1,686	1,710	1,679	1,672	1,713	1,669	1,649
7	1,860	1,830	1,849	1,902	1,823	1,834	1,899	1,830	1,799
8	2,007	1,970	1,987	2,056	1,945	1,977	2,068	1,969	1,924

Tabla 3.6: Exponentes de escalamiento $\zeta_{u(y)}$ obtenidos mediante el método ESS. Los exponentes $\zeta_{u(y)}$ sólo fueron medidos en malla activa para $U_0 = 3 \text{ m/s}$ ($R_M = 18000$), $U_0 = 6 \text{ m/s}$ ($R_M = 40000$) y $U_0 = 9 \text{ m/s}$ ($R_M = 66000$).

Los valores obtenidos para $\zeta_{u(x)}$, $\zeta_{v(x)}$ y $\zeta_{u(y)}$ son consistentes con los resultados de Shen y Warhaft (2002) y Benzi et al. (1993), reportados en la tabla 3.7, quienes también utilizaron la metodología ESS para determinar los exponentes de escalamiento de las funciones de estructura longitudinales y transversales.

p	$R_\lambda = 863$			$R_\lambda = 134$			$R_\lambda = 800$
	$\zeta_{u(x)}$	$\zeta_{v(x)}$	$\zeta_{u(y)}$	$\zeta_{u(x)}$	$\zeta_{v(x)}$	$\zeta_{u(y)}$	$\zeta_{u(x)}$
2	0,690	0,600	0,690	0,690	0,570	0,680	0,700
4	1,280	1,030	1,240	1,280	1,000	1,170	1,280
5	1,540	1,200	1,490	1,540	1,180	1,370	1,540
6	1,770	1,350	1,710	1,770	1,330	1,530	1,780
7	2,000	1,500	1,920	1,980	1,460	1,670	2,000
8	2,210	1,650	2,120	2,180	1,570	1,800	2,230

Tabla 3.7: Exponentes de escalamiento para las funciones de estructura longitudinal y transversales obtenidos por Shen y Warhaft (2002) para $R_\lambda = 863$ y $R_\lambda = 134$, y Benzi et al. (1993) para $R_\lambda = 800$.

Las figuras 3.18, 3.19 y 3.20 muestran los exponentes de escalamiento $\zeta_{u(x)}$, $\zeta_{v(x)}$ y $\zeta_{u(y)}$ para diferentes

números de Reynolds, junto con los exponentes de escala de la teoría K41.

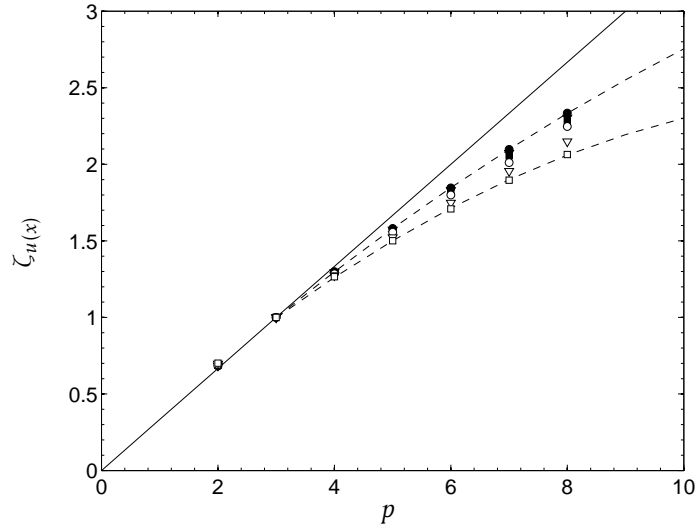


Figura 3.18: Exponentes de escalamiento longitudinales $\zeta_{u(x)}$ en función del orden p . Los símbolos son: ●, malla pasiva $U_0 = 3$ m/s con $R_\lambda = 111$ en $x/M = 44,75$ ($R_M = 19000$); ▼, malla pasiva $U_0 = 6$ m/s con $R_\lambda = 167$ en $x/M = 44,75$ ($R_M = 38000$); ■, malla pasiva $U_0 = 12$ m/s con $R_\lambda = 228$ en $x/M = 44,75$ ($R_M = 71500$); ○, malla activa $U_0 = 3$ m/s con $R_\lambda = 385$ en $x/M = 45,97$ ($R_M = 18000$); ▽, malla activa $U_0 = 6$ m/s con $R_\lambda = 638$ en $x/M = 45,97$ ($R_M = 40000$); □, malla activa $U_0 = 9$ m/s con $R_\lambda = 868$ en $x/M = 45,97$ ($R_M = 66000$). La línea sólida representa la predicción K41 y las líneas punteadas son las líneas de tendencia para los exponente de escalamiento correspondientes al menor y mayor número de Reynolds.

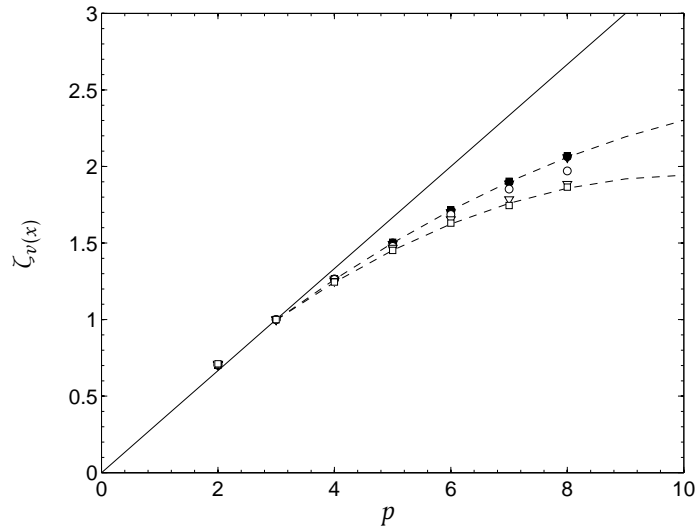


Figura 3.19: Exponentes de escalamiento transversales $\zeta_{v(x)}$ en función del orden p . Los símbolos son: ●, malla pasiva $U_0 = 3$ m/s con $R_\lambda = 111$ en $x/M = 44,75$ ($R_M = 19000$); ▼, malla pasiva $U_0 = 6$ m/s con $R_\lambda = 167$ en $x/M = 44,75$ ($R_M = 38000$); ■, malla pasiva $U_0 = 12$ m/s con $R_\lambda = 228$ en $x/M = 44,75$ ($R_M = 71500$); ○, malla activa $U_0 = 3$ m/s con $R_\lambda = 385$ en $x/M = 45,97$ ($R_M = 18000$); ▽, malla activa $U_0 = 6$ m/s con $R_\lambda = 638$ en $x/M = 45,97$ ($R_M = 40000$); □, malla activa $U_0 = 9$ m/s con $R_\lambda = 868$ en $x/M = 45,97$ ($R_M = 66000$). La línea sólida representa la predicción K41 y las líneas punteadas son las líneas de tendencia para los exponente de escalamiento correspondientes al menor y mayor número de Reynolds.

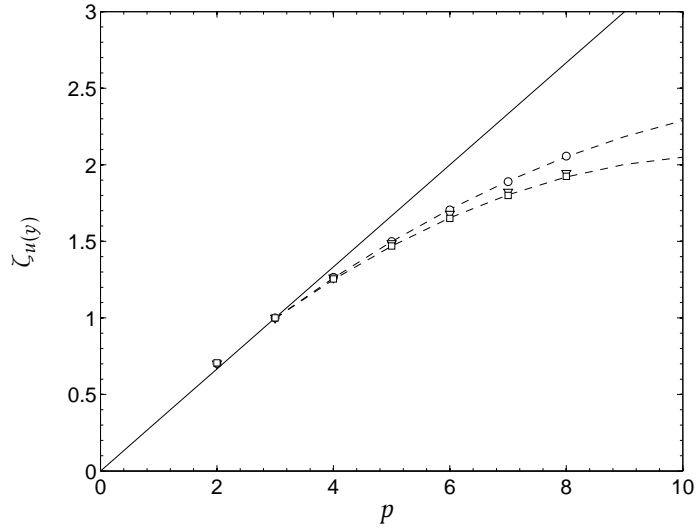


Figura 3.20: Exponentes de escalamiento transversales $\zeta_{u(y)}$ en función del orden p . Los símbolos son: \circ , malla activa $U_0 = 3$ m/s con $R_\lambda = 385$ en $x/M = 45,97$ ($R_M = 18000$); ∇ , malla activa $U_0 = 6$ m/s con $R_\lambda = 638$ en $x/M = 45,97$ ($R_M = 40000$); \square , malla activa $U_0 = 9$ m/s con $R_\lambda = 868$ en $x/M = 45,97$ ($R_M = 66000$). La línea sólida representa la predicción K41 y las líneas punteadas son las líneas de tendencia para los exponente de escalamiento correspondientes al menor y mayor número de Reynolds.

Se observa claramente que el alejamiento respecto a la línea K41 es variable con el orden p considerado, cuanto más aumenta el orden p más se aleja el exponente de escalamiento de la predicción de Kolmogorov y es aún mayor la diferencia con respecto a K41 para el exponente de escalamiento transversal $\zeta_{v(x)}$, que toma valores significativamente menores que los exponentes $\zeta_{u(x)}$ y $\zeta_{u(y)}$. En la malla activa, los exponentes de escala, longitudinales y transversales, se alejan aún más de K41, lo que indica una dependencia de estos exponentes también del número de Reynolds.

En las figuras 3.21, 3.22 y 3.23 se han graficado los exponentes $\zeta_{u(x)}$, $\zeta_{v(x)}$ y $\zeta_{u(y)}$ en función de R_λ manteniendo constante el grado p de la función de estructura para observar la variación de los exponente con R_λ y con el orden. La línea sólida en las gráficas indica la predicción de Kolmogorov, mientras que las líneas punteadas definen las líneas de tendencia para los exponentes $\zeta_{u(x)}$, $\zeta_{v(x)}$ y $\zeta_{u(y)}$.

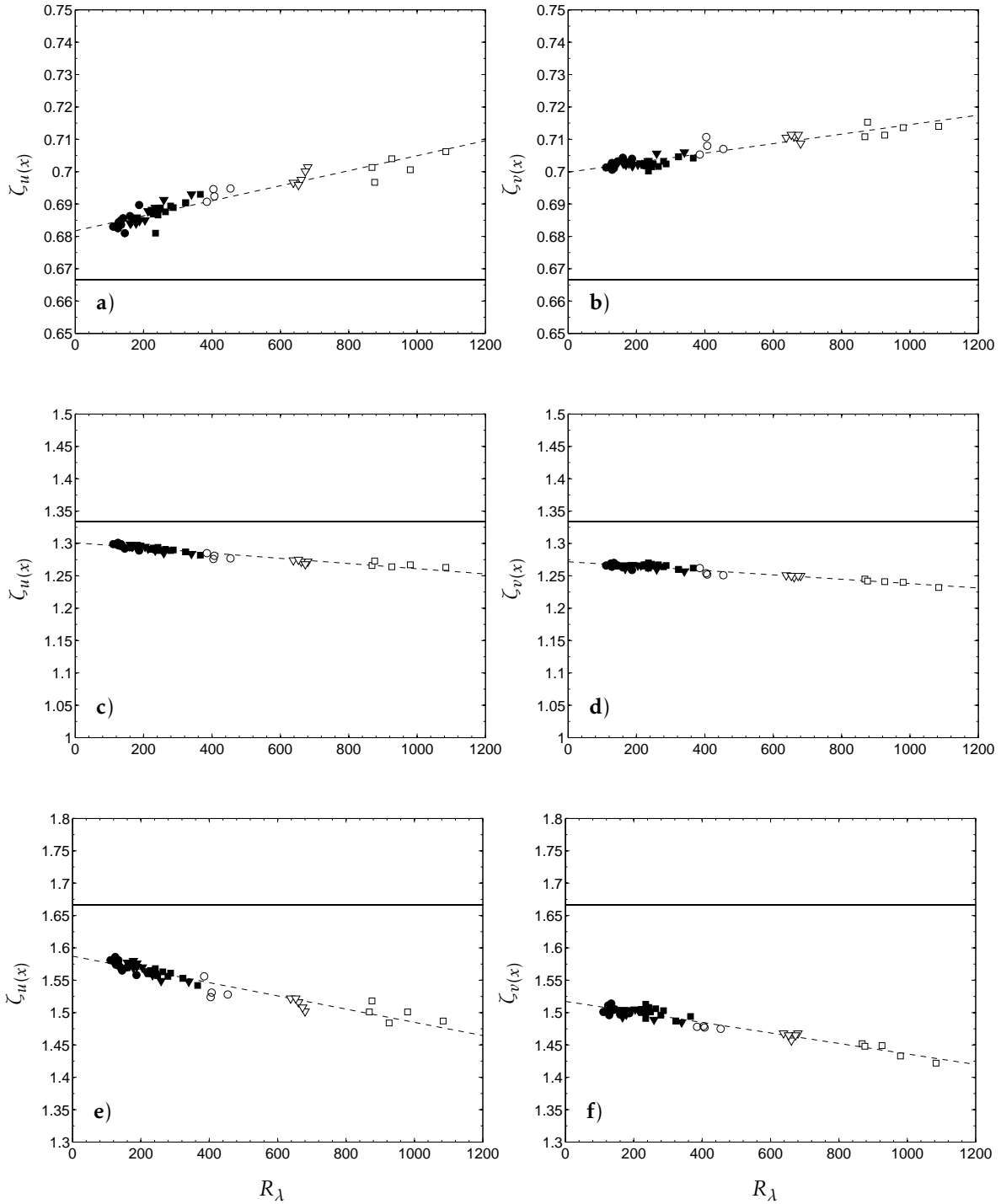


Figura 3.21: Exponentes de escalamiento $\zeta_{u(x)}$ y $\zeta_{v(x)}$ en función R_λ para a) $\zeta_{u(x)}$ de orden 2, b) $\zeta_{v(x)}$ de orden 2, c) $\zeta_{u(x)}$ de orden 4, d) $\zeta_{v(x)}$ de orden 4, e) $\zeta_{u(x)}$ de orden 5 y f) $\zeta_{v(x)}$ de orden 5. Los símbolos son: ●, malla pasiva $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 19000$); ▼, malla pasiva $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 38000$); ■, malla pasiva $U_0 = 12$ m/s ($R_M = 71500$); ○, malla activa $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 18000$); ▽, malla activa $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 40000$); □, malla activa $U_0 = 9$ m/s ($R_M = 66000$). La línea sólida representa la predicción de Kolmogorov y las líneas punteadas definen las líneas de tendencia para los exponentes.

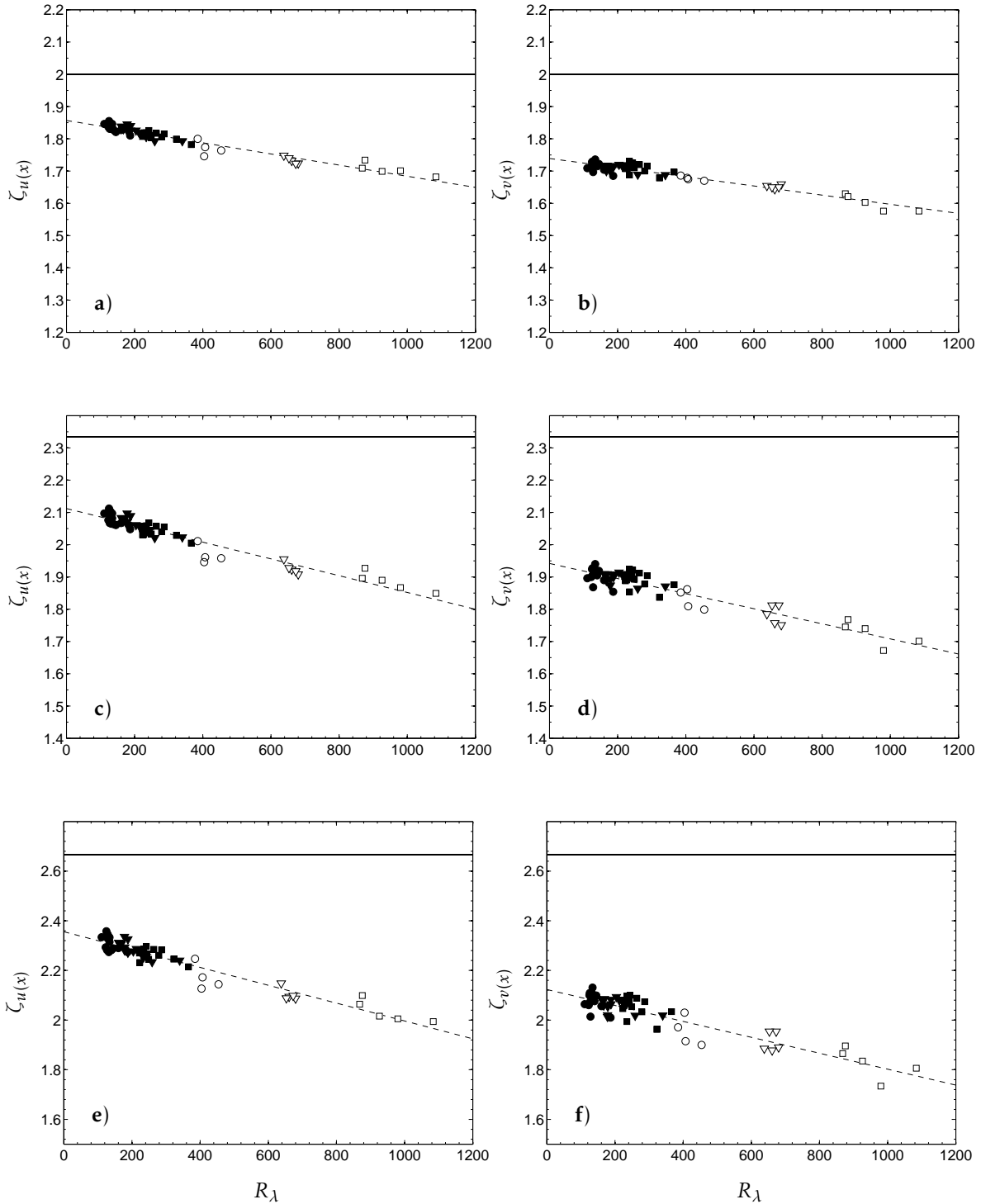


Figura 3.22: Exponentes de escalamiento $\zeta_{u(x)}$ y $\zeta_{v(x)}$ en función R_λ para a) $\zeta_{u(x)}$ de orden 6, b) $\zeta_{v(x)}$ de orden 6, c) $\zeta_{u(x)}$ de orden 7, d) $\zeta_{v(x)}$ de orden 7, e) $\zeta_{u(x)}$ de orden 8 y f) $\zeta_{v(x)}$ de orden 8. Los símbolos son: ●, malla pasiva $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 19000$); ▼, malla pasiva $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 38000$); ■, malla pasiva $U_0 = 12$ m/s ($R_M = 71500$); ○, malla activa $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 18000$); ▽, malla activa $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 40000$); □, malla activa $U_0 = 9$ m/s ($R_M = 66000$). La línea sólida representa la predicción de Kolmogorov y las líneas punteadas definen las líneas de tendencia para los exponentes.

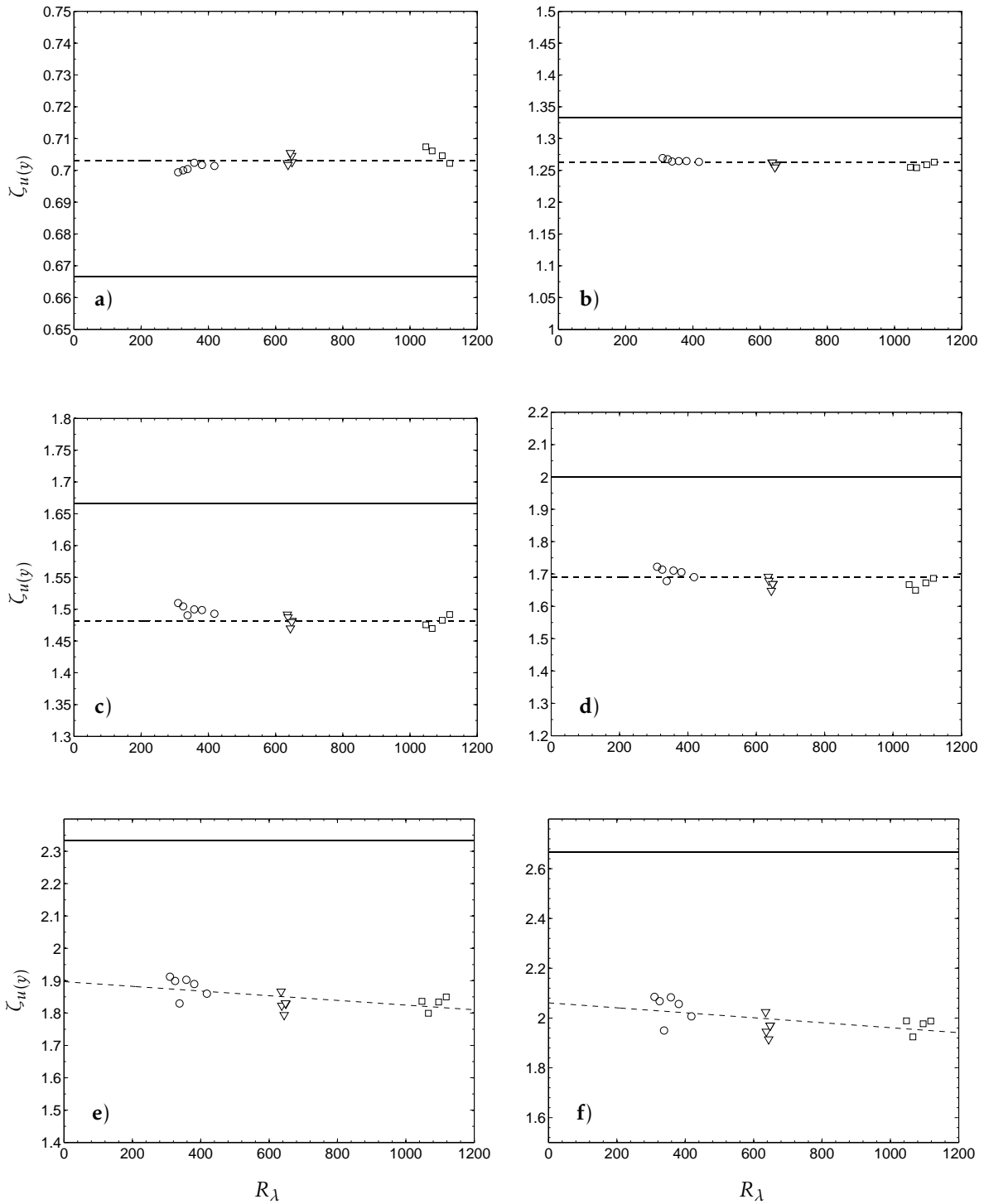


Figura 3.23: Exponentes de escalamiento $\zeta_{u(y)}$ en función R_λ para a) $\zeta_{u(y)}$ de orden 2, b) $\zeta_{u(y)}$ de orden 4, c) $\zeta_{u(y)}$ de orden 5, d) $\zeta_{u(y)}$ de orden 6, e) $\zeta_{u(y)}$ de orden 7 y f) $\zeta_{u(y)}$ de orden 8. Los símbolos son: malla activa $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 18000$); ∇ , malla activa $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 40000$); \square , malla activa $U_0 = 9$ m/s ($R_M = 66000$). La línea sólida representa la predicción de Kolmogorov y las líneas punteadas definen las líneas de tendencia para los exponentes.

Los exponentes de escala longitudinales y transversales resultaron ser mayores que la predicción de Kolmogorov para la función de estructura de orden 2; para los órdenes de 4 a 8, $\zeta_{u(x)}$, $\zeta_{v(x)}$ y $\zeta_{u(y)}$ fueron menores a K41, siempre permaneciendo el exponente de escala $\zeta_{v(x)}$ aún más alejado de la predicción. Las líneas de tendencia indicaron que cuanto mayor fue el número de Reynolds, menor fue la diferencia entre $\zeta_{u(x)}$ y $\zeta_{v(x)}$, lo que sugiere que la dependencia de $\zeta_{v(x)}$ con respecto a R_λ es menor que la dependencia de $\zeta_{u(x)}$, y se espera que cuando $R_\lambda \rightarrow \infty$, $\zeta_{v(x)} \rightarrow \zeta_{u(x)}$. Para órdenes entre 2 y 6, $\zeta_{u(y)}$ no mostró una dependencia de R_λ , para los órdenes 7 y 8, si existió esta dependencia, pero es muy débil comparada con el nivel dependencia de los otros exponentes.

En la figura 3.24 se han graficado los exponentes $\zeta_{u(x)}$ en función del número de Reynolds de la malla para analizar si existe una dependencia de R_M ; se encontró que los exponentes de todos los órdenes para la malla activa se alejaron más de la predicción K41 que los exponentes para la malla pasiva, pero ya se había establecido que esta diferencia se debía al aumento de R_λ , así que no es apreciable ninguna dependencia de los exponentes del número de Reynolds de la malla. El mismo comportamiento también es observado para los exponentes transversales $\zeta_{v(x)}$ y $\zeta_{u(y)}$ (no graficados).

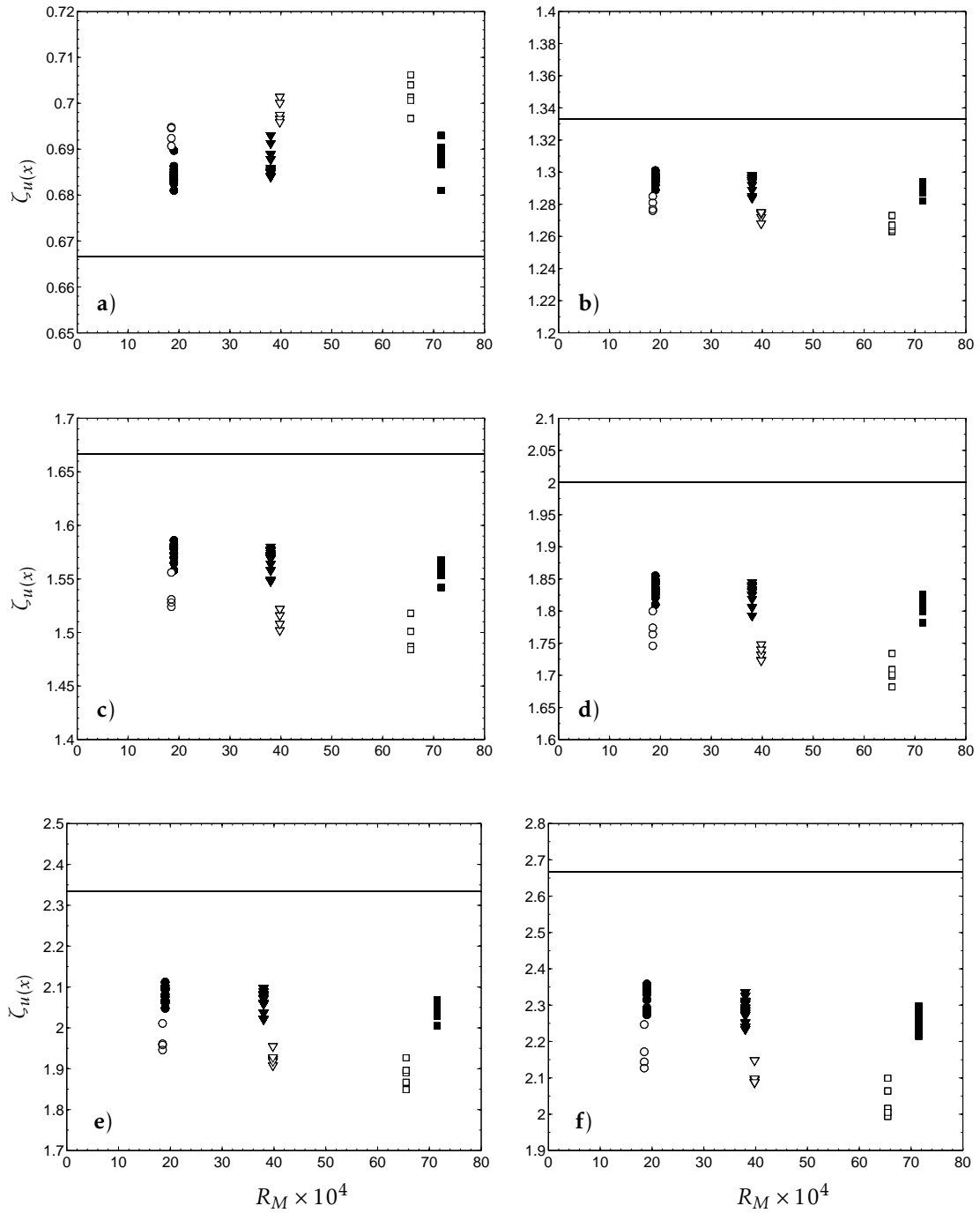


Figura 3.24: Exponentes de escalamiento longitudinales $\zeta_{u(x)}$ en función R_M para a) orden 2, b) orden 4, c) orden 5, d) orden 6, e) orden 7 y f) orden 8. Los símbolos son: ●, malla pasiva $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 19000$); ▼, malla pasiva $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 38000$); ■, malla pasiva $U_0 = 12$ m/s ($R_M = 71500$); ○, malla activa $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 18000$); ▽, malla activa $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 40000$); □, malla activa $U_0 = 9$ m/s ($R_M = 66000$). La línea sólida representa la predicción de Kolmogorov.

3.4. Espectro de energía

El espectro es una función de la energía asociada a cada número de onda independiente de su distribución espacial. Una interpretación del significado físico del espectro es que $E(\kappa)d\kappa$ es la energía cinética por unidad de masa contenida en las escalas con números de onda comprendidos entre κ y $\kappa + d\kappa$.

De acuerdo a las hipótesis de Kolmogorov, en cualquier flujo turbulento con un número de Reynolds lo suficientemente alto, los espectros de velocidad adoptan formas particulares universales, estas pueden ser obtenidas por dos diferentes métodos; el primer método consiste en la obtención del espectro con una apropiada transformación de Fourier de las funciones de estructura y el segundo método, más simple y menos riguroso, es aplicar las hipótesis de Kolmogorov directamente al espectro como lo describe la ecuación 3.12:

$$E_{11}(\kappa_1) = C_1 \epsilon^{2/3} \kappa_1^{-5/3} \quad (3.12)$$

donde $E_{11}(\kappa_1)$ es el espectro de energía longitudinal.

La figura 3.25 muestra el espectro $E_{11}(\kappa_1)$ para tres mediciones hechas en la malla pasiva y tres mediciones en la malla activa. Es claro que en esta presentación el espectro tiene una fuerte dependencia del tipo de malla y del número de Reynolds, que va en aumento de izquierda a derecha. Para la malla pasiva κ está comprendido entre 10^{-4} y 10^1 , mientras que para la malla activa, κ se encuentra entre 10^0 y 10^4 , lo que indica una mayor acumulación de energía cinética para las mediciones realizadas en la malla activa.

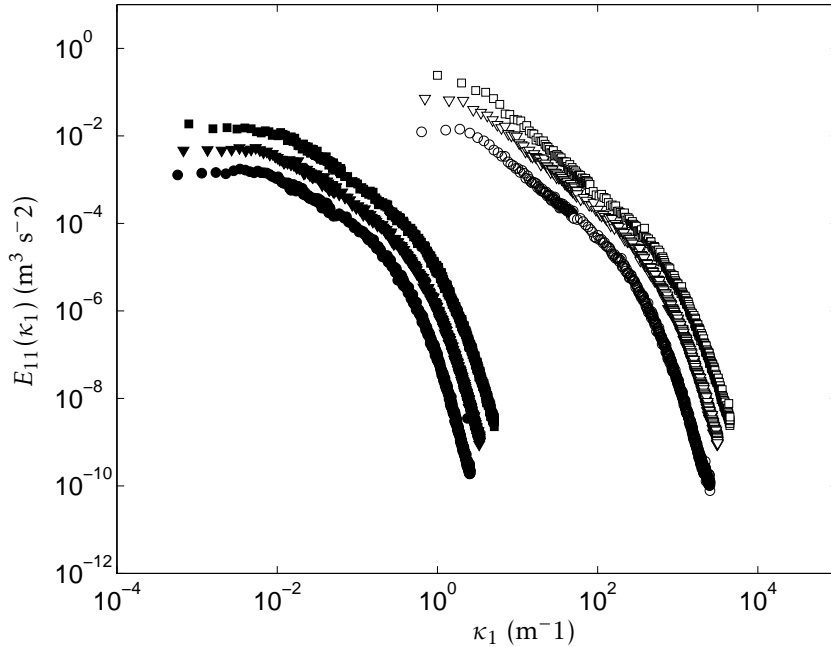


Figura 3.25: Espectro de energía longitudinal. Los símbolos son: ●, malla pasiva $U_0 = 3$ m/s en $x/M = 44,75$ y $R_\lambda = 111$ ($R_M = 19000$); ▼, malla pasiva $U_0 = 6$ m/s en $x/M = 44,75$ y $R_\lambda = 167$ ($R_M = 38000$); ■, malla pasiva $U_0 = 12$ m/s en $x/M = 44,75$ y $R_\lambda = 228$ ($R_M = 71500$); ○, malla activa $U_0 = 3$ m/s en $x/M = 45,97$ y $R_\lambda = 385$ ($R_M = 18000$); ▽, malla activa $U_0 = 6$ m/s en $x/M = 45,97$ y $R_\lambda = 638$ ($R_M = 18000$); □, malla activa $U_0 = 9$ m/s en $x/M = 45,97$ y $R_\lambda = 868$ ($R_M = 66000$).

3.4.1. Rango inercial

Una de las propiedades más características del espectro de la velocidad asociada a la turbulencia es la presencia de un rango inercial. El rango inercial es la parte intermedia del espectro de energía que es independiente de la viscosidad del fluido. Kolmogorov establece que en una representación logarítmica del espectro, el rango

inercial tendrá una pendiente $n_1 = -5/3$.

La figura 3.26 muestra el espectro de energía longitudinal normalizado junto con la pendiente $n_1 = -5/3$ predicha por Kolmogorov para las mismas posiciones de medición de la figura 3.25; esta representación permite el reconocimiento claro del rango inercial (que también es posible diferenciarlo desde el análisis de las funciones de estructura).

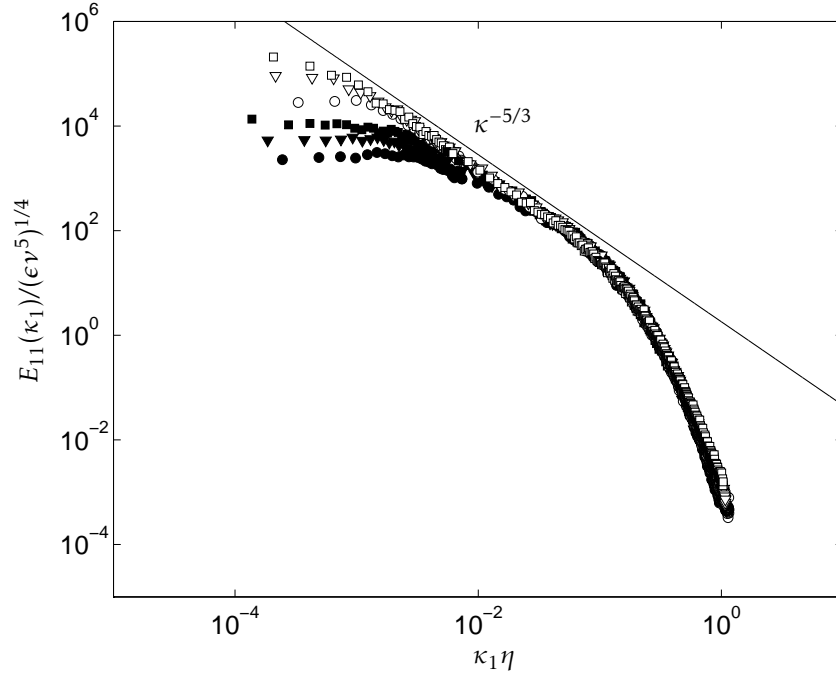


Figura 3.26: Espectro de energía longitudinal normalizado por la escala de Kolmogorov η , la viscosidad ν y la tasa de disipación de la energía ϵ . La línea sólida representa la predicción de Kolmogorov de la pendiente en el rango inercial. Los símbolos son: ●, malla pasiva $U_0 = 3$ m/s en $x/M = 44,75$ y $R_\lambda = 111$ ($R_M = 19000$); ▼, malla pasiva $U_0 = 6$ m/s en $x/M = 44,75$ y $R_\lambda = 167$ ($R_M = 38000$); ■, malla pasiva $U_0 = 12$ m/s en $x/M = 44,75$ y $R_\lambda = 228$ ($R_M = 71500$); ○, malla activa $U_0 = 3$ m/s en $x/M = 45,97$ y $R_\lambda = 385$ ($R_M = 18000$); ▽, malla activa $U_0 = 6$ m/s en $x/M = 45,97$ y $R_\lambda = 638$ ($R_M = 18000$); □, malla activa $U_0 = 9$ m/s en $x/M = 45,97$ y $R_\lambda = 868$ ($R_M = 66000$).

Cuando el espectro es graficado normalizado, como en la figura 3.26, los datos colapsan una vez se ha llegado a la región de la zona inercial; ya en esta zona es imposible diferenciar los espectros de acuerdo a su número de Reynolds, como era posible en la figura 3.25. De acuerdo a la figura 3.26, la pendiente difiere un poco de la predicción de Kolmogorov; Mydlarski y Warhaft (1996) atribuyen esto al cambio en el número de Reynolds. Ellos encontraron que a medida que el número de Reynolds aumentaba, también lo hacía la pendiente del espectro.

Una forma más estricta para medir la pendiente del espectro es graficarlo en su forma compensada, multiplicando $E_{11}(\kappa_1)$ por $\epsilon^{-2/3} \kappa_1^{5/3}$. La figura 3.27:a) muestra el espectro compensado donde el rango inercial se presenta como una zona plana en la sección intermedia de la curva. Los tres espectros compensados corresponden a tres mediciones realizadas con la malla activa. Las líneas sólidas en la figura 3.27:a representan el valor aceptado para la constante de Kolmogorov, C , de la ecuación 1.12.

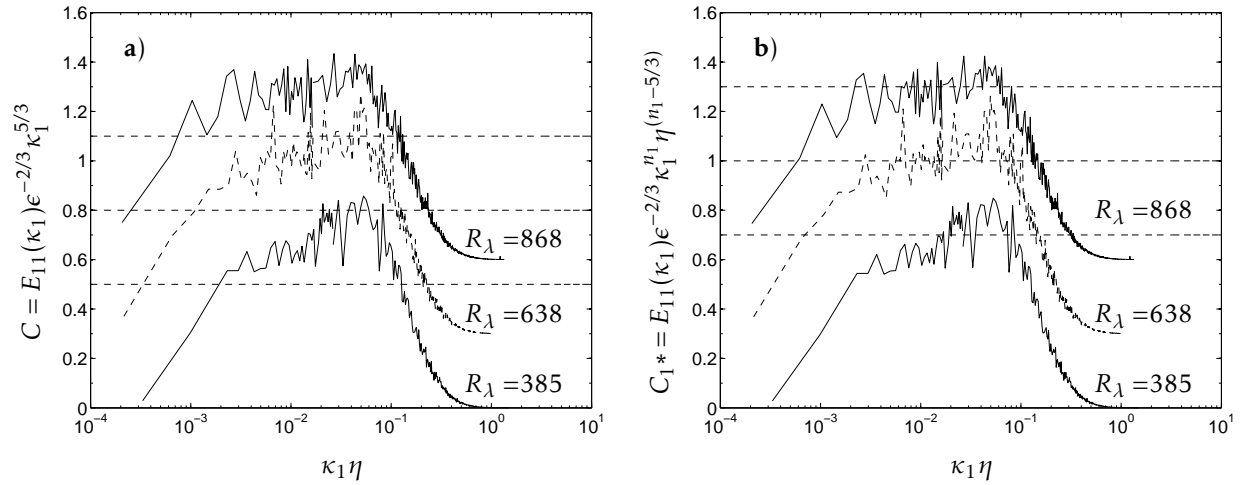


Figura 3.27: Espectro de energía longitudinal compensado para a) $C = E_{11}(\kappa_1)\epsilon^{-2/3}\kappa_1^{5/3}$ y b) $C^* = E_{11}(\kappa_1)\epsilon^{-2/3}\kappa_1^{n_1}\eta^{(n_1-5/3)}$, para la malla activa en $x/M = 45,97$ para tres diferentes R_λ . Cada lineal horizontal punteada en a) corresponde al valor de 0,5, valor aceptado para C , las líneas punteadas en b) corresponden al valor de $C^* = 0,7$. Cada curva ha sido desplazada 0,3 unidades con respecto a la curva más baja. En la gráfica se ha etiquetado el valor del R_λ para cada curva.

Los espectros de la figura 3.27:a) muestran que hay una clara región plana, pero su pendiente no es $-5/3$, ni siquiera para el más alto de los números de Reynolds. La fuerte relación entre la pendiente en la zona inercial y el valor de la constante de Kolmogorov sin embargo se puede utilizar para deducir la tendencia de las constantes como una función del número Reynolds. Sreenivasan (1991) y Mydlarski y Warhaft (1996) han propuesto el uso de un espectro compensando mediante la ecuación 3.13, en términos de la pendiente real, n_1 , del espectro de la figura 3.26,

$$E_{11}(\kappa_1) = C^* \epsilon^{2/3} \kappa_1^{-5/3} (\eta \kappa_1)^{(5/3-n_1)} \quad (3.13)$$

donde C^* es la constante modificada de Kolmogorov. En esta forma del espectro compensado a medida que $R_\lambda \rightarrow \infty$, entonces n_1 se aproximará a $-5/3$; si se eliminara el último factor en la ecuación 3.13 se asegura que $C^* \rightarrow C$. Además, dado que el exponente ahora refleja la pendiente real de la zona inercial, el espectro compensado será plano, siempre que el valor de n_1 sea elegido correctamente.

En la figura 3.27:b) se ha graficado $C^* = E_{11}(\kappa_1)\epsilon^{-2/3}\kappa_1^{n_1}\eta^{(n_1-5/3)}$ como función de $\kappa_1\eta$. Los valores de n_1 fueron determinados por ensayo y error de modo que se formara nuevamente la sección plana en la zona media de cada curva; el valor alcanzado en la parte plana de esta representación es el valor de la constante modificada de Kolmogorov y será significativamente más alto que el valor aceptado para C .

Aunque en las figuras 3.27:a) y 3.27:b) sólo se han representado tres casos, el cálculo de n_1 fue hecho para todas las condiciones de operación en las malla pasiva y activa. Se encontró que n_1 y C_1^* en realidad no eran constantes y variaban en función del número de Reynolds.

La figura 3.28 muestra la variación de n_1 como función de R_λ . La línea punteada en la gráfica indica la predicción de Kolmogorov y la línea sólida es la mejor aproximación alcanzada para n_1 .

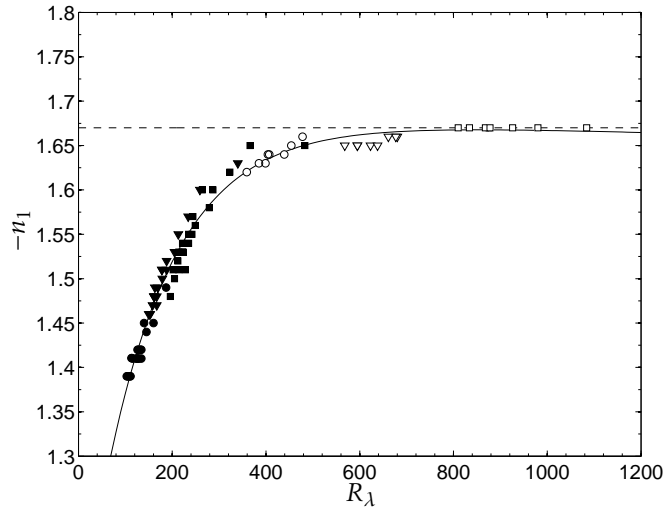


Figura 3.28: Pendiente del espectro $E_{11}(\kappa_1)$ como función del número de Reynolds. Los símbolos son: ●, malla pasiva $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 19000$); ▼, malla pasiva $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 38000$); ■, malla pasiva $U_0 = 12$ m/s ($R_M = 71500$); ○, malla activa $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 18000$); ▽, malla activa $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 40000$); □, malla activa $U_0 = 9$ m/s ($R_M = 66000$). La línea sólida indica la línea de tendencia para n_1 y la línea punteada indica la predicción de Kolmogorov.

Para $R_\lambda > 600$, la pendiente n_1 fue una constante con un valor de $\sim 1,66$, por lo que se puede deducir entonces que cuando $R_\lambda \rightarrow \infty$, $n_1 \rightarrow 5/3$. En la figura 3.29 se ha graficado la evolución longitudinal de n_1 para analizar su dependencia del tipo de malla y de la posición de medición.

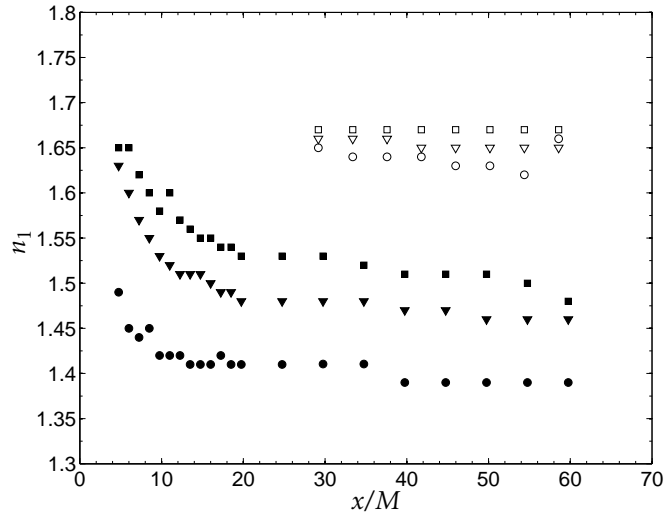


Figura 3.29: Evolución longitudinal de n_1 . Los símbolos son: ●, malla pasiva $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 19000$); ▼, malla pasiva $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 38000$); ■, malla pasiva $U_0 = 12$ m/s ($R_M = 71500$); ○, malla activa $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 18000$); ▽, malla activa $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 40000$); □, malla activa $U_0 = 9$ m/s ($R_M = 66000$).

Para la malla activa, n_1 fue una constante para todo el rango de medición y para todas las velocidades de ensayo; en la malla pasiva, en cambio, n_1 no fue una constante para la región del campo cercano, y su valor fue disminuyendo conforme aumentaba x/M ; cuando se llegó a la región del campo lejano, $x/M > 19,45$, n_1 también tendió a una constante, como en la malla activa, y tomó valores de $\sim 1,39$, $1,47$ y $1,57$ para $U_0 = 3$, 6 y 12 m/s, respectivamente.

La figura 3.30 muestra la variación de C^* en función de R_λ . La línea punteada en la gráfica indica la mejor aproximación de C^* para R_λ entre 100 y 350, mientras que la línea sólida indica la mejor aproximación de C^* para $R_\lambda > 350$.

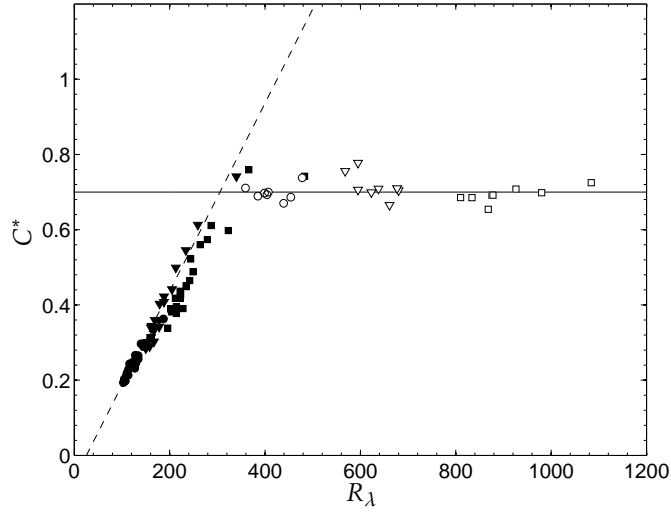


Figura 3.30: C^* como función del número de Reynolds. Los símbolos son: ●, malla pasiva $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 19000$); ▼, malla pasiva $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 38000$); ■, malla pasiva $U_0 = 12$ m/s ($R_M = 71500$); ○, malla activa $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 18000$); ▽, malla activa $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 40000$); □, malla activa $U_0 = 9$ m/s ($R_M = 66000$).

Las líneas de tendencia indican que para números de Reynolds superiores a 350, C^* es independiente de R_λ ; para valores de $R_\lambda < 350$, cuanto mayor fue el número de Reynolds, mayor fue el valor de C^* .

3.5. Estadísticas condicionadas

Cuando no existe intermitencia, la tasa de disipación de energía en las distintas escalas se mantiene constante; sin embargo ante la presencia de esta, la tasa se vuelve variable, aumentando al acercarse a las escalas menores, es decir, al acercarse al rango disipativo. Como las funciones de estructura en la zona inercial de los experimentos de estudio se ven afectados por esta intermitencia, las diferencias de las velocidades $\Delta u(r_i) = u(x + r_i) - u(x)$ y $\Delta v(r_i) = v(x + r_i) - v(x)$ para separaciones r_i dentro del rango inercial, deben estar condicionadas por la tasa de disipación. La exploración de esta dependencia entre la diferencia de velocidades y ϵ es el tema de las hipótesis de similitud refinadas de Kolmogorov, comúnmente referidas como K62, que surgieron pues el modelo K41 no era capaz de reflejar el fenómeno de intermitencia.

La primera hipótesis de la nueva teoría indica que para números de Reynolds elevados, el promedio de la tasa de disipación de energía sobre r_i , ϵ_{r_i} , está relacionado con la diferencia de velocidad, $\Delta u(r_i)$ como:

$$\Delta u(r_i) = V_r(r_i \epsilon_{r_i})^{1/3} \quad (3.14)$$

donde V_r es una variable estocástica adimensional.

La segunda hipótesis establece que la función de probabilidad de V_{r_i} no debería depender del número de Reynolds, es decir, la función de probabilidad de V_r debería ser universal; experimentos previos han dado soporte a esta hipótesis, mostrando una forma aproximadamente Gaussiana de los PDF para V_{r_i} (Stolovitzky et al. (1995) y Zhu et al. (1995)).

Para comparar apropiadamente el comportamiento de las estadísticas para $\Delta u(r_i)$ y $\Delta v(r_i)$ como función del

número de Reynolds, se ha seleccionado un valor de r_i , equivalente al número de onda κ_1 ($r_i = 2\pi/\kappa_1$) que corresponde a la mitad entre el inicio y el final de la zona inercial de cada espectro, denotado como r_a . La figura 3.31 muestra dos espectros, uno para la malla pasiva y uno para la malla activa, con flechas que indican el inicio y el final de la zona inercial, así como la ubicación del número de onda equivalente a r_a .

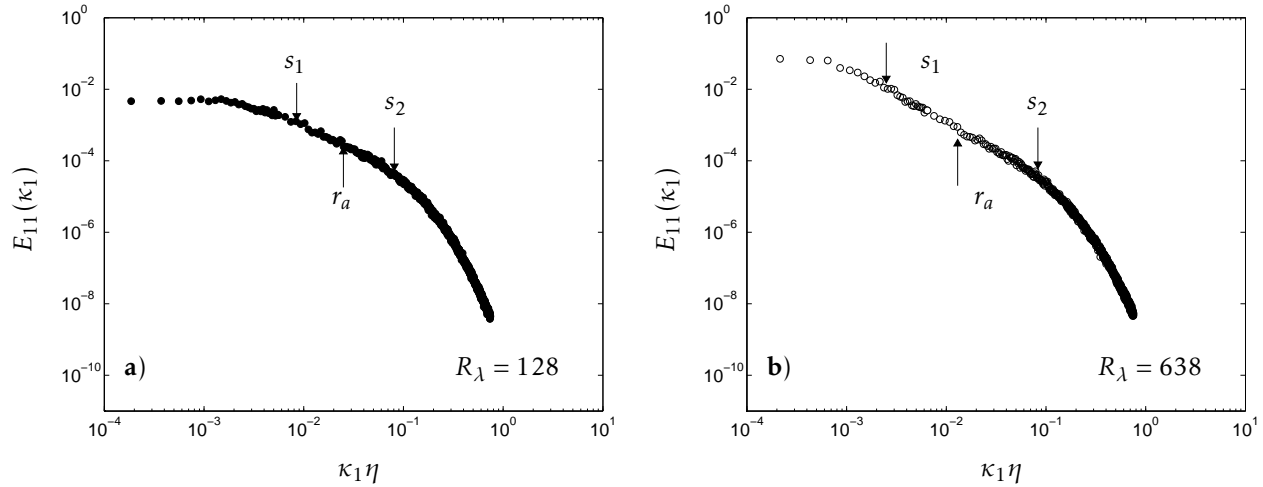


Figura 3.31: Espectro de la energía con el inicio y fin de la región de escalamiento (s_1 y s_2 respectivamente) y el valor de r_a usado para el cálculo de $\Delta u(r_a)$ marcados con flechas para a) $x/M = 44,75$ en la malla pasiva con $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 38000$) y b) $x/M = 45,97$ en la malla activa con $U_0 = 6$ m/s.

La figura 3.32 muestra las funciones de probabilidad de $\Delta u(r_a)$, normalizadas por su respectivo valor de rms . Para valores de R_λ bajos (malla pasiva), los PDF son muy cercanos al comportamiento Gaussiano (líneas sólidas) pero para los casos con R_λ altos (malla activa) hay colas muy largas en ambos extremos, lo que indica valores de curtosis elevados o existencia de regiones de baja probabilidad muy lejanas de la media y una alto grado de intermitencia. Esto implica que los efectos de la intermitencia para la diferencia de velocidades no se exhiben a números de Reynolds bajos.

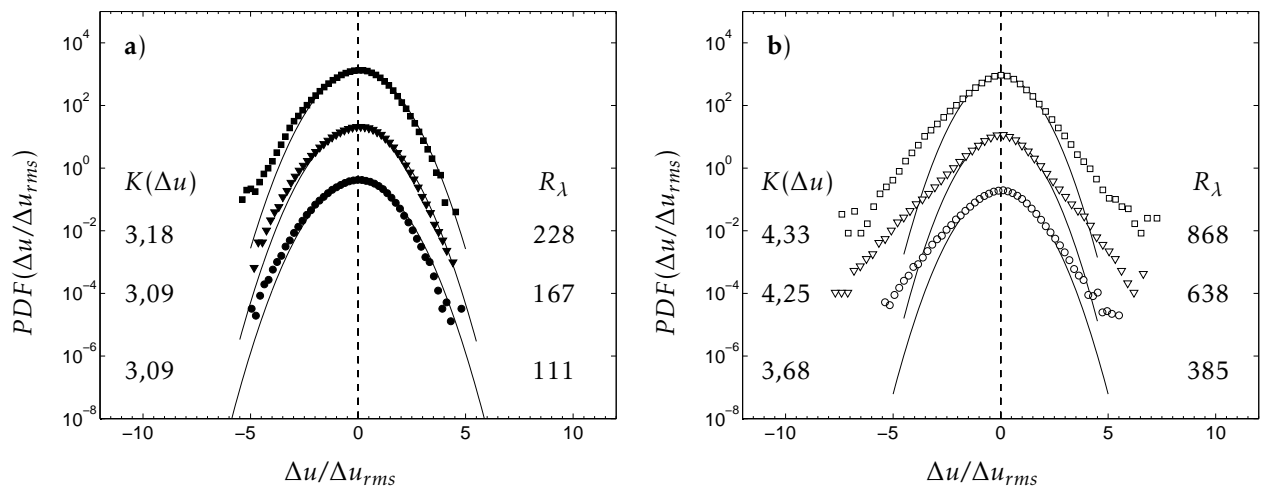


Figura 3.32: PDF de $\Delta u(r_a)$ para a) malla pasiva en $x/M = 44,75$ y b) malla activa en $x/M = 45,97$. Los símbolos son: \bullet , malla pasiva $U_0 = 3$ m/s; \blacktriangledown , malla pasiva $U_0 = 6$ m/s; \blacksquare , malla pasiva $U_0 = 12$ m/s; \circ , malla activa $U_0 = 3$ m/s; ∇ , malla activa $U_0 = 6$ m/s; \square , malla activa $U_0 = 9$ m/s. En la gráfica se han etiquetado la curtosis (izquierda) y el número de Reynolds (derecha) para cada curva. Cada gráfica ha sido desplazada dos décadas con respecto a la curva más baja. Las líneas sólidas son Gaussianas.

En la figuras 3.33 y 3.34 se ha graficado $(\langle \epsilon^{11} \rangle)^{1/3}$ y $(\langle \epsilon^{21} \rangle)^{1/3}$, respectivamente, condicionados en $\Delta u(r_a)$. Aquí $\epsilon_{ra}^{11} \equiv 15\nu U_0^{-2} \langle (\partial u / \partial t)^2 \rangle$ y $\epsilon_{ra}^{21} \equiv 7,5\nu U_0^{-2} \langle (\partial v / \partial t)^2 \rangle$ son determinados sobre un conjunto de datos de tamaño r_a , desde donde también es obtenido $\Delta u(r_a)$. Los datos han sido normalizados por $(r_a \langle \epsilon^{11} \rangle)^{1/3}$ (o $(r_a \langle \epsilon^{21} \rangle)^{1/3}$) y son graficados en función de $\Delta u(r_a)$ normalizado por el valor rms de $\Delta u(r_a)$. Este método es explicado en detalle en Mydlarski y Warhaft (1996).

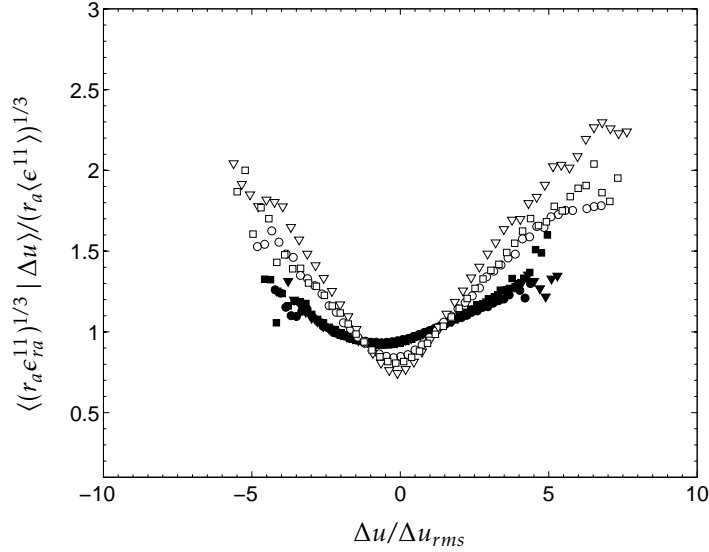


Figura 3.33: Expectativa de ϵ_{ra}^{11} condicionada en $\Delta u(r_a)$. Los símbolos son: ●, malla pasiva $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 19000$); ▼, malla pasiva $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 38000$); ■, malla pasiva $U_0 = 12$ m/s ($R_M = 71500$); ○, malla activa $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 18000$); ▽, malla activa $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 40000$); □, malla activa $U_0 = 9$ m/s ($R_M = 66000$). Las mediciones para la malla pasiva fueron hechas en $x/M = 44,75$ y para la malla activa en $x/M = 45,97$.

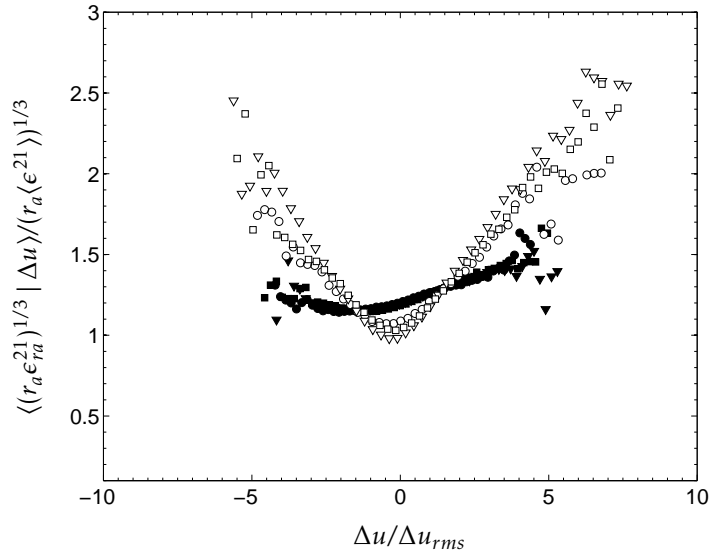


Figura 3.34: Expectativa de ϵ_{ra}^{21} condicionada en $\Delta u(r_a)$. Los símbolos son: ●, malla pasiva $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 19000$); ▼, malla pasiva $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 38000$); ■, malla pasiva $U_0 = 12$ m/s ($R_M = 71500$); ○, malla activa $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 18000$); ▽, malla activa $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 40000$); □, malla activa $U_0 = 9$ m/s ($R_M = 66000$). Las mediciones para la malla pasiva fueron hechas en $x/M = 44,75$ y para la malla activa en $x/M = 45,97$.

Para números de Reynolds altos, las curvas de las figuras 3.33 y 3.34 tienen una forma de V pronunciada que indican una fuerte dependencia de ϵ_{ra}^{11} y ϵ_{ra}^{21} de $\Delta u(r_a)$ y una alta tasa de disipación asociada con los altos números de Reynolds. Para R_λ bajos, las estadísticas condicionadas son considerablemente planas, mostrando sólo una débil dependencia de $\Delta u(r_a)$.

La expectativa condicional inversa se muestra en las figuras 3.35 y 3.36, para los mismos números de Reynolds de las figuras 3.33 y 3.34, donde se han graficado $|\Delta u(r_a)|$ condicionada en ϵ_{ra}^{11} y ϵ_{ra}^{21} . La figura 3.35 muestran que $|\Delta u(r_a)|$ condicionada en ϵ_{ra}^{11} tiene una dependencia similar para números de Reynolds tanto altos como bajos. Sin embargo, $|\Delta u(r_a)|$ condicionada en ϵ_{ra}^{21} , figura 3.36, si tiene una dependencia del número de Reynolds, puesto que se hace más plana la curva para números de Reynolds bajos. Las estadísticas condicionada de $\Delta v(r_a)$ (no mostradas) fueron consistentes con los comportamientos reportados para $\Delta u(r_a)$.

Estas estadísticas han sido estudiadas en experimentos previos por Mydlarski y Warhaft (1996), y los resultados reportados en esta investigación son consistentes con sus resultados.

Las fuertes dependencias de las estadísticas condicionadas con respecto al número de Reynolds, son atribuidas a la intermitencia encontrada en la zona inercial para altos valores de R_λ , intermitencia que genera que ϵ no sea constante para esta zona.

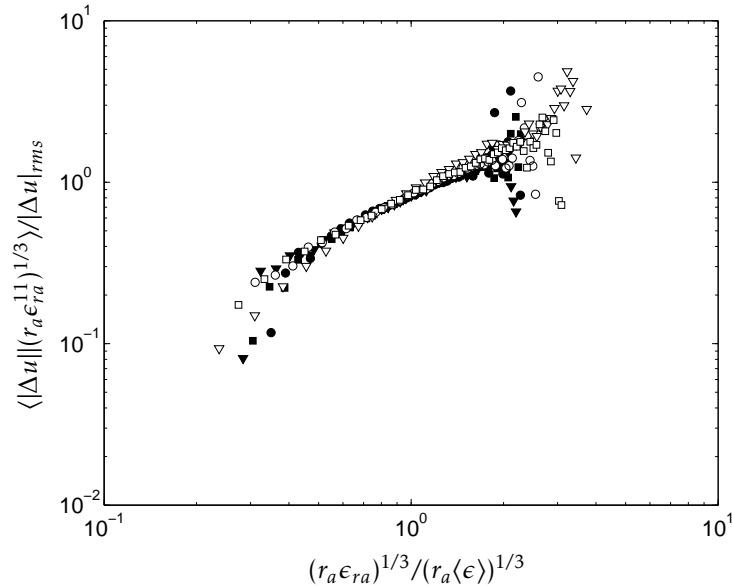


Figura 3.35: La expectativa de $|\Delta u(r_a)|$ condicionada en ϵ_{ra}^{11} . Los símbolos son: ●, malla pasiva $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 19000$); ▼, malla pasiva $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 38000$); ■, malla pasiva $U_0 = 12$ m/s ($R_M = 71500$); ○, malla activa $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 18000$); ▽, malla activa $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 40000$); □, malla activa $U_0 = 9$ m/s ($R_M = 66000$). Las mediciones para la malla pasiva fueron hechas en $x/M = 44,75$ y para la malla activa en $x/M = 45,97$.

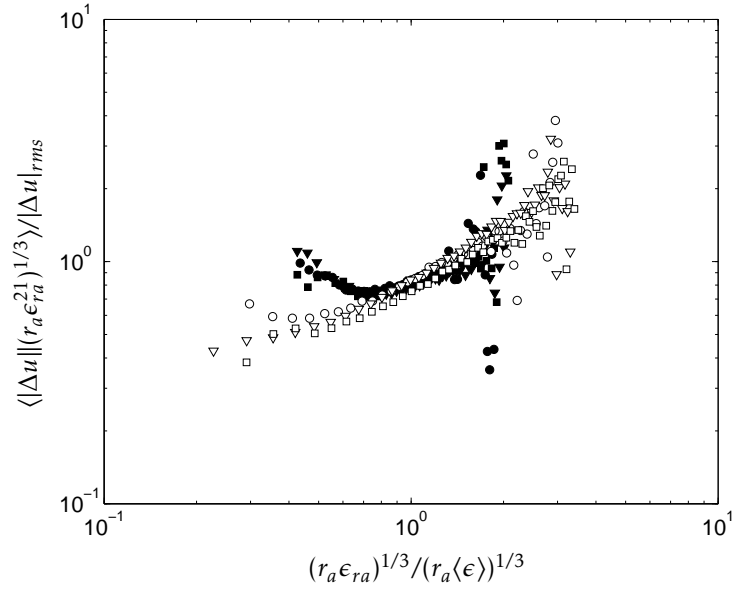


Figura 3.36: La expectativa de $|\Delta u(r_a)|$ condicionada en ϵ_{ra}^{21} . Los símbolos son: \bullet , malla pasiva $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 19000$); \blacktriangledown , malla pasiva $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 38000$); \blacksquare , malla pasiva $U_0 = 12$ m/s ($R_M = 71500$); \circ , malla activa $U_0 = 3$ m/s ($R_M = 18000$); ∇ , malla activa $U_0 = 6$ m/s ($R_M = 40000$); \square , malla activa $U_0 = 9$ m/s ($R_M = 66000$). Las mediciones para la malla pasiva fueron hechas en $x/M = 44,75$ y para la malla activa en $x/M = 45,97$.

CONCLUSIONES

Se ha estudiado el movimiento turbulento en turbulencia generada por una malla pasiva regular y una malla activa en un túnel de viento. La turbulencia fue estudiada para un intervalo de números de Reynolds de la malla, R_M entre 17000 y 72000, y números de Reynolds basados en la microescala de Taylor, R_λ , entre 100 y 1200. En general, la discusión se enmarcó en el contexto del estudio de los perfiles de velocidad e intensidad de la turbulencia transversales, la evolución del factor de isotropía, asimetría y curtosis, las distribuciones de probabilidad, el decaimiento de la energía, las funciones de estructura y sus exponentes de escala, el espectro de energía y las estadísticas condicionadas para la diferencia de velocidad.

Se demostró que para posiciones cercanas a la malla, $x/M < 19,75$, el flujo medio normalizado y la intensidad de la turbulencia se caracteriza por una pobre homogeneidad transversal. La intensidad máxima fue de 20%, obtenida para las mediciones con malla pasiva en $x/M = 4,75$, y una turbulencia mínima de 3% obtenida también con la malla pasiva en $x/M = 44,75$; las mallas activas debido a su relación de bloqueo constante al paso del aire genera intensidades de turbulencia mucho más altas que las mallas regulares, intensidad que no se debilitó tan rápidamente con el aumento de la distancia a la malla. La falta de homogeneidad cercana a la malla comenzó a disminuir conforme aumentaba la distancia x/M .

Los resultados del estudio indicaron que la energía cinética turbulenta decae siguiendo una ley de potencias; para posiciones suficientemente alejadas de la malla, $x/M > 19,75$, el exponente de decaimiento de dicha ley de potencia fue $n = -1,28$. Más cerca de la malla, el exponente de decaimiento era mucho más alto, $n \approx -1,9$, demostrando que existen dos regiones distintas de decaimiento con diferentes tasas de decaimiento de la turbulencia, el campo cercano y el campo lejano.

Los valores de x_0/M , reportados en la tabla 3.4, son notablemente diferentes de cero para ambos tipos de malla, que no es compatible con la sugerencia de (Mohamed y LaRue, 1990) que $x_0/M \sim 0$ para todas las mallas biplanares de sección cuadrada. Además, los valores de n para el presente estudio son, en general, similares a los valores previamente aceptados de $n = -1,25$ y $-1,3$ ((Mohamed y LaRue, 1990), (Comte-Bellot y Corrsin, 1966)) para el campo lejano, y de $-1,9$ para el campo cercano ((Isaza et al., 2014)). Los valores de A son claramente dependiente del tipo de malla.

Otras estadísticas, como la derivada de la fluctuación de la velocidad y la relación de anisotropía, indican que la extensión del período inicial o región del campo cercano, dependió del R_λ , cuanto mayor fue el número de Reynolds, mayor fue la extensión del período inicial, extendiéndose incluso hasta $x/M \sim 24,75$. El factor de isotropía u'/v' fue ligeramente mayor que 1 para las mediciones en malla pasiva; para la malla activa, u'/v' tomó valores cercanos a 1,15, y fueron similares a los valores reportados por Mydlarski y Warhaft (1996) y Sirivat y Warhaft (1983).

Las distribuciones de probabilidad de las fluctuaciones de la velocidad son distribuciones Gaussianas para los casos en que la isotropía fue comprobada y no dependen de la velocidad del flujo de aire en el túnel de

viento. Estos resultados se verificaron al calcular los factores de asimetría y curtosis, los cuales se encontraron dentro del valor teórico para turbulencia isotrópica, que son de cero y tres, respectivamente. Se pudo notar, observando estas distribuciones, que existe una tendencia a un comportamiento más cercano al gaussiano para los casos en los cuales se tienen valores del factor de isotropía cercanos a 1. Se puede ver como las distribuciones adquieren una forma más alargada cuando los valores de curtosis empiezan a ser mayores a 3, lo cual se puede ver como una menor dispersión de datos alrededor de la media. Al analizar los eventos en los que los valores del factor de asimetría se alejan del valor teórico de cero, los cuales corresponde a los mismos en los que tampoco se encuentran los valores predichos para la curtosis, la distribución está concentrada hacia alguno de los costados, hacia el lado derecho si la asimetría es positiva o hacia el lado izquierdo si es negativa. Además los PDF colapsan uno sobre otro para diferentes posiciones en el flujo.

De las funciones de estructura se encontró que el ancho de la zona inercial aumenta con el número de Reynolds; para números de Reynolds elevados hay aproximadamente tres décadas de números de onda en este rango. El alejamiento de los exponentes de escala longitudinales, $\zeta_{u(x)}$, y transversal, $\zeta_{v(x)}$ y $\zeta_{u(y)}$, respecto de la forma lineal predicha en K41 indicó el grado de intermitencia existente en el flujo. La intermitencia incrementó con un decrecimiento del tamaño de las escalas de movimiento debido a un aumento en el número de Reynolds, lo que indica entonces una intermitencia más fuerte cuanto más aumenta el número de Reynolds. Los exponentes de escala fueron calculados siguiendo la metodología EES y los resultados fueron consistentes con los de estudios previos de Shen y Warhaft (2002) y Benzi et al. (1993), reportados en la tabla 3.7.

Cuando el número de Reynolds sea lo suficientemente grande, la diferencia entre los exponentes de escala longitudinales $\zeta_{u(x)}$ y transversales $\zeta_{v(x)}$ tiende a desaparecer. Los exponentes $\zeta_{u(y)}$ mostraron una débil dependencia del R_λ para los órdenes 7 y 8, y siempre tomaron valores ligeramente menores a los exponentes $\zeta_{u(x)}$ pero mayores que los exponentes $\zeta_{v(x)}$. Las tres clases de exponentes calculados son independientes del tipo de malla.

Las pendientes de los espectros de energía son cercanas al valor teórico de $-5/3$ pero difieren ligeramente de dicho valor debido a la intermitencia existente en el flujo, por lo que se representó el espectro en su forma compensada para encontrar el valor real de la pendiente, n_1 .

Para los espectros de energía se encontró que su pendiente y el valor de la constante de Kolmogorov, C , no son $-5/3$ y 0,5, respectivamente, sino que ellos varían en función del número de Reynolds; el valor de la pendiente tiende al valor teórico esperado $R_\lambda > 600$; mientras que C se vuelve constante para $R_\lambda > 350$ pero con un valor de $\sim 0,7$. Las variaciones de n_1 y C , son atribuidas al fenómeno de intermitencia encontrado en el flujo.

Del análisis de los PDF de la diferencia de velocidades $\Delta u(r_i)$ y $\Delta v(r_i)$, la disipación condicionada, y otras estadísticas mostraron que hay una diferencia cualitativa entre la turbulencia para la malla pasiva y la malla activa, debido principalmente a los altos números de Reynolds alcanzados con la malla activa, marcando entonces una fuerte dependencia de las estadísticas condicionadas para la diferencia de velocidades de R_λ .

Estas estadísticas condicionadas han sido estudiadas en experimentos previos por Mydlarski y Warhaft (1996), y los resultados reportados en esta investigación son consistentes con sus resultados. Las gráficas mostradas para las estadísticas condicionadas fueron calculadas para un único valor de r_a , pero las tendencias de estos resultados no son fuertemente dependientes de la selección de r_i , Mydlarski y Warhaft (1996).

REFERENCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Batchelor, G. y Townsend, A. (1947). Decay of vorticity in isotropic turbulence. In *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 190, pages 534–550. The Royal Society.
- Batchelor, G. y Townsend, A. (1948a). Decay of isotropic turbulence in the initial period. In *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 193, pages 539–558. The Royal Society.
- Batchelor, G. y Townsend, A. (1948b). Decay of turbulence in the final period. In *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 194, pages 527–543. The Royal Society.
- Benzi, R., Ciliberto, S., Tripiccone, R., Baudet, C., Massaioli, F., y Succi, S. (1993). Extended self-similarity in turbulent flows. *Physical review E*, 48(1):R29.
- Boussinesq, J. (1877). *Essai sur la théorie des eaux courantes*. Imprimerie nationale.
- Browne, L., Antonia, R., y Chua, L. (1988). Calibration of x-probes for turbulent flow measurements. *Experiments in Fluids*, 7(3):201–208.
- Bruun, H. H. (1995). Hot-wire anemometry-principles and signal analysis.
- Champagne, F., Harris, V., y Corrsin, S. (1970). Experiments on nearly homogeneous turbulent shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 41(01):81–139.
- Comte-Bellot, G. y Corrsin, S. (1966). The use of a contraction to improve the isotropy of grid-generated turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 25(04):657–682.
- Corrsin, S. (1963). Turbulence: experimental methods. *Handbuch der Physik*, 8(2):524–533.
- Dryden, H. L. y Kueth, A. M. (1931). Effect of turbulence in wind-tunnel measurements.
- Ertunç, Ö., Özyilmaz, N., Lienhart, H., Durst, F., y Beronov, K. (2010). Homogeneity of turbulence generated by static-grid structures. *Journal of Fluid Mechanics*, 654:473–500.
- Gad-el Hak, M. y Corrsin, S. (1974). Measurements of the nearly isotropic turbulence behind a uniform jet grid. *Journal of Fluid Mechanics*, 62(01):115–143.
- Gylfason, A., Ayyalasomayajula, S., y Warhaft, Z. (2004). Intermittency, pressure and acceleration statistics from hot-wire measurements in wind-tunnel turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 501:213–229.

-
- Hearst, R. J. y Lavoie, P. (2014). Decay of turbulence generated by a square-fractal-element grid. *Journal of Fluid Mechanics*, 741:567–584.
- Isaza, J. C., Salazar, R., y Warhaft, Z. (2014). On grid-generated turbulence in the near-and far field regions. *Journal of Fluid Mechanics*, 753:402–426.
- Jorgensen, F. (1971). Directional sensitivity of wire and fiber-film probes. *DISA information*, 11(3):1–7.
- Kang, H. S., Chester, S., y Meneveau, C. (2003). Decaying turbulence in an active-grid-generated flow and comparisons with large-eddy simulation. *Journal of Fluid Mechanics*, 480:129–160.
- Kolmogorov, A. N. (1941). Dissipation of energy in locally isotropic turbulence. In *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, volume 32, page 16.
- Krogstad, P.-Å. y Davidson, P. (2010). Is grid turbulence saffman turbulence? *Journal of Fluid Mechanics*, 642:373–394.
- Krogstad, P.-Å. y Davidson, P. (2011). Freely decaying, homogeneous turbulence generated by multi-scale grids. *Journal of Fluid Mechanics*, 680:417–434.
- Larssen, J. V. y Devenport, W. J. (2011). On the generation of large-scale homogeneous turbulence. *Experiments in fluids*, 50(5):1207–1223.
- Lavoie, P., Avallone, G., De Gregorio, F., Romano, G., y Antonia, R. (2007a). Spatial resolution of piv for the measurement of turbulence. *Experiments in Fluids*, 43(1):39–51.
- Lavoie, P., Djenidi, L., y Antonia, R. (2007b). Effects of initial conditions in decaying turbulence generated by passive grids. *Journal of Fluid Mechanics*, 585:395–420.
- Maiorino, G. (1992). *Leonardo da Vinci: the Daedalian mythmaker*. Penn State Press.
- Makita, H. y Sassa, K. (1991). Active turbulence generation in a laboratory wind tunnel. In *Advances in Turbulence 3*, pages 497–505. Springer.
- Mathieu, J. y Alcaraz, E. (1965). Réalisation dune soufflerie à haut niveau de turbulence. *COMPTES RENDUS HEBDOMADAIRES DES SEANCES DE L ACADEMIE DES SCIENCES*, 261(13):2435.
- Mohamed, M. S. y LaRue, J. C. (1990). The decay power law in grid-generated turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 219:195–214.
- Mydlarski, L. y Warhaft, Z. (1996). On the onset of high-reynolds-number grid-generated wind tunnel turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 320:331–368.
- Poorte, R. y Biesheuvel, A. (2002). Experiments on the motion of gas bubbles in turbulence generated by an active grid. *Journal of Fluid Mechanics*, 461:127–154.
- Pope, S. B. (2001). *Turbulent flows*.
- Reynolds, O. (1883). An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. *Proceedings of the royal society of London*, 35(224-226):84–99.
- Shen, X. y Warhaft, Z. (2002). Longitudinal and transverse structure functions in sheared and unsheared wind-tunnel turbulence. *Physics of fluids*, 14(1):370–381.
- Simmons, L. y Salter, C. (1934). Experimental investigation and analysis of the velocity variations in turbulent flow. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 145(854):212–234.
- Sirivat, A. y Warhaft, Z. (1983). The effect of a passive cross-stream temperature gradient on the evolution of temperature variance and heat flux in grid turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 128:323–346.

-
- Sreenivasan, K. (1991). On local isotropy of passive scalars in turbulent shear flows. In *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 434, pages 165–182. The Royal Society.
- Sreenivasan, K. R., Tavoularis, S., Henry, R., y Corrsin, S. (1980). Temperature fluctuations and scales in grid-generated turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 100(03):597–621.
- Stolovitzky, G., Kailasnath, P., y Sreenivasan, K. (1995). Refined similarity hypotheses for passive scalars mixed by turbulence. *Journal of Fluid Mechanics*, 297:275–291.
- Taylor, G. I. (1935). Statistical theory of turbulence. In *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, volume 151, pages 421–444. The Royal Society.
- Taylor, J. (1997). *Introduction to error analysis, the study of uncertainties in physical measurements*, volume 1.
- Tennekes, H. y Lumley, J. L. (1972). *A first course in turbulence*. MIT press.
- Valente, P. y Vassilicos, J. (2011). The decay of turbulence generated by a class of multiscale grids. *Journal of Fluid Mechanics*, 687:300–340.
- Villafruela Espina, J. M. et al. (2001). Estudio numérico y experimental de chorros de pared planos paralelos e inclinados.
- Yoon, K. y Warhaft, Z. (1990). The evolution of grid-generated turbulence under conditions of stable thermal stratification. *Journal of Fluid Mechanics*, 215:601–638.
- Zhu, Y., Antonia, R., y Hosokawa, I. (1995). Refined similarity hypotheses for turbulent velocity and temperature fields. *Physics of Fluids (1994-present)*, 7(7):1637–1648.